Série VIII. — Tome X. N° 3. Mars 1949.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

SIGNIFICATION PHYSIQUE DE L'INDICE DE LA RÉPARTITION EN DENSITÉ DANS LES GERBES D'AUGER

Par Jean DAUDIN.

Observatoire du Pic du Midi.

Sommaire. — La loi de répartition des gerbes d'Auger permet de nombreux calculs, mais elle n'est qu'approchée. On examine ici du point de vue expérimental les facteurs physiques qui font varier l'exposant de cette loi et qui sont : la densité, la disposition géométrique dont l'effet est trop souvent négligé, et enfin l'altitude. A ce sujet, la décroissance rapide des gerbes denses dans l'atmosphère est en contradiction avec le « durcissement » lent des gerbes prévu par la théorie des cascades et permet de supposer qu'aux hautes énergies, la dégradation de l'énergie met en jeu d'autres mécanismes que le rayonnement de freinage et la matérialisation. D'autres phénomènes peuvent se répéter en cascades. Les cascades, quel que soit leur mécanisme, possèdent certaines propriétés générales : par exemple le spectre d'énergie sous des conditions très générales est conservatif.

Rappel général. — On a vu ici à plusieurs reprises que les gerbes d'Auger de densité supérieure à δ trajectoires au mètre carré étaient au nombre de

$$N_0 \delta^{-\gamma}. \tag{1}$$

γ étant un exposant numérique voisin de 1,5. La probabilité, pour qu'un compteur de surface S' soit touché est donnée par la loi de Poisson si les trajectoires sont indépendantes

$$P_{(S)} = 1 - e^{-S\delta}. \tag{2}$$

(1) et (2) permettent de calculer la fréquence des coïncidences pour un système quelconque de compteurs. Il y a deux inconnues N_0 et γ. Il faut donc deux observations au moins pour déterminer la loi.

Cocconi, Loverdo et Tongiorgi ont, dans ce but, fait plusieurs observations avec un système de compteurs de surface identique et régulièrement croissante.

Auger et Daudin ont composé les coïncidences entre 2, 3 ou 4 compteurs et associé une chambre de Wilson.

Il est remarquable que les deux groupes soient arrivés au même résultat par des voies différentes. Cocconi a trouvé $\gamma = 1,55$ et Auger et Daudin $\gamma = 1,5$ à 2 100 m.

Cet accord a encouragé par exemple Janossy à se servir de cette loi pour l'étude des gerbes pénétrantes associées aux grandes gerbes de l'air. Daudin s'en est également servi pour en déduire la loi d'absorption des trajectoires de grandes gerbes et pour diverses applications. Treat et Greisen s'en sont également servi.

Mais si ces calculs se sont révélés fructueux, il faut tout de même constater que les déterminations de γ ne sont pas parfaitement concordantes. Au niveau de la mer, Cocconi trouve 1,45 et Daudin 1,65. Loverdo et Daudin ont utilisé, en 1947, au Pic du Midi, simultanément les deux méthodes et trouvé $\gamma = 1,33$ par celle des surfaces variables et 1,5 par l'autre.

Il est donc important de se demander dans quelle mesure l'expérience reconnait à γ la valeur d'une constante.

Identité des deux méthodes. — Les divergences dériveraient-elles du principe des deux méthodes ? il n'en est rien comme on le voit aisément. Associons à un système quelconque S de compteurs, deux compteurs a et b.

Nous pouvons n'utiliser qu'un compteur et enregistrer les coïncidences (S, a) ou les coïncidences (S, b). Nous pouvons grouper a et b en parallèle réalisant un compteur de surface plus grande ($a + b$) et enregistrer les coïncidences (S, $a + b$). Nous pouvons aussi utiliser a et b séparément et enregistrer les coïncidences triples (S, a, b).

Les gerbes qui touchent S et a se composent des gerbes qui touchent S, a et b et de celles qui ne touchent pas b.

$$(S, a) = (S, a, b) + (S, a, \text{non } b),$$

de même

$$(S, b) = (S, a, b) + (S, b, \text{non } a)$$

et

$$(S, a + b) = (S, a, \text{non } b) + (S, b, \text{non } a) + (S, a, b).$$

D'où l'identité

$$(S, a) + (S, b) = (S, a, b) + (S, a + b) = 2(S, a) \quad \text{si} \quad a = b. \quad (3)$$

On voit que le dispositif avec surface accrue (S, $a + b$) ne donne pas une fréquence indépendante de celle qui est obtenue en mettant un compteur supplémentaire b en coïncidence.

Mettre des compteurs supplémentaires en parallèles (accroître la surface) ou les mettre en coïncidence avec les anciens, c'est donc en principe faire deux choses exactement complémentaires. Si ces deux méthodes donnent des résultats différents, on ne peut en accuser que les appareils.

Difficultés expérimentales. — On peut donc mesurer γ en comparant les coïncidences entre deux compteurs (doubles) avec celles obtenues avec un troisième compteur (triples). Ou bien en faisant le rapport des quadruples aux triples. En principe, le rapport triples doubles est plus sensible; malheureusement, il y a des doubles fortuites qui doivent être évaluées et déduites et ces coïncidences ne sont peut-être pas très stables. Il faut surtout prendre garde à ne pas perdre de coïncidences avec le troisième ou le quatrième compteur supplémentaire, ce qui fausserait le rapport $\frac{Q}{T}$ ou $\frac{T}{D}$. Or, il y a dans les compteurs des coups retardés. Ces retards peuvent faire perdre des coïncidences si le pouvoir séparateur est trop serré. Il est encore plus nécessaire de diminuer le pouvoir séparateur lorsqu'un groupe de compteurs est très éloigné, car les longues lignes introduisent des retards parfois variables avec l'isolement et la capacité de la ligne que l'humidité ou le givre peuvent beaucoup modifier.

Lorsqu'on met de nombreux compteurs en parallèle, on risque de se heurter à une autre difficulté. Les chocs négatifs des compteurs ferment une lampe ouverte dont la grille est à la terre par une résistance élevée. Si le circuit de cette grille comportant les capacités internes de grille, la capacité de liaison avec les compteurs et la résistance de mise à la masse a une constante de temps trop élevée, il perd des chocs. Le comptage individuel des compteurs étant de l'ordre de 300 : mn. S'il y en a 10 en parallèle, 50 chocs par seconde parviennent sur la grille et si la constante de temps est par exemple 10^{-3}, on perd 5 pour 100 des chocs environ d'après les lois de probabilité. On peut vérifier cette perte en mesurant le rendement d'un compteur situé dans un télescope de trois autres compteurs et le même rendement lorsque à C sont associés 19 autres compteurs. Lorsque C est en parallèle avec 19 autres compteurs, le nombre des quadruples 1, 2, 3, C baisse d'environ 2 pour 100 à Bagnères-de-Bigorre.



Fig. 1. — Télescope pour la mesure du rendement de C associé ou non à 15 autres compteurs; le compteur n° **3** est couvert de 5 cm de plomb pour éliminer les gerbes latérales. Compteurs **1** et **2** de diamètre moitié et plus courts que C et **3**.

On peut aussi mesurer le même rendement en anticoïncidence. On utilise C en anticoïncidence et l'on observe les coïncidences triples 1, 2, 3, non accompagnées d'un choc en C. En principe, les anticoïncidences devraient être encore plus rares quand à C on ajoute 15 autres compteurs. Il n'en est rien et C tout seul ne laisse passer que 2 pour 1000 des coïncidences 1, 2, 3, alors que C associé à 15 autres compteurs en laisse passer 2 pour 100. Ceci est bien dû à l'inertie du circuit grille puisqu'en diminuant la résistance de grille d'un facteur 10 (de 4 Ω à 0,3 Ω) les anticoïncidences tombent au même niveau très faible de 2 pour 1000 même avec les 15 autres compteurs.

Le système d'anticoïncidence utilisé n'a pas, à notre connaissance, encore été décrit. C'est pourquoi on en indiquera ici le principe extrêmement simple.

Après la première lampe d'amplification dont il a été question jusqu'ici, les chocs amplifiés sont transmis à la grille d'une deuxième lampe fermée elle. Supposons que les chocs provenant de trois groupes de compteurs arrivent avec un retard r et que le choc provenant du compteur en anticoïncidence puisse arriver sans retard sur l'un des étages (*fig.* 2); imaginons maintenant un choc simultané 1, 2, 3, C, l'étage 1 sera actionné deux fois de suite, une première fois par C, une seconde

fois par 1, ou plutôt il le serait si le circuit de la lampe avait une inertie assez faible. Mais si le retard est petit, le choc arrivant de 1 trouvera la lampe déjà ouverte par C et sera sans effet. Or, le choc direct de C est antérieur aux chocs arrivant de 2 et de 3 et ne pourra pas coïncider avec eux. Le choc arrivant de 1 est bien simultané mais n'est pas amplifié; donc il n'y a pas coïncidence.

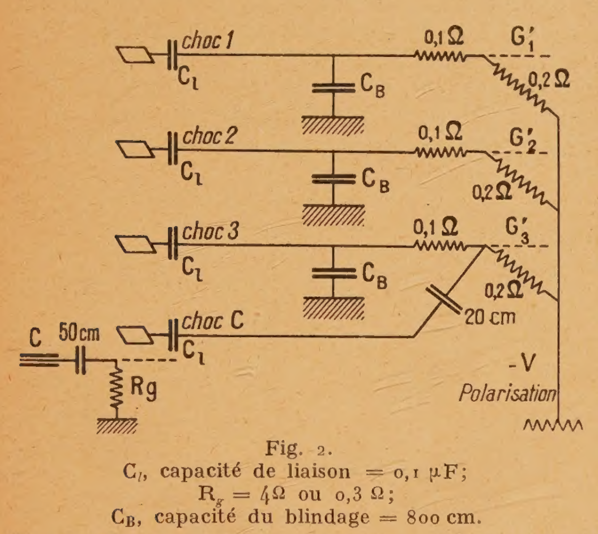


Fig. 2.
C_l, capacité de liaison = 0,1 μF;
R_g = 4Ω ou 0,3 Ω;
C_B, capacité du blindage = 800 cm.

Note. — En réalité les compteurs 1 et 2 étaient couplés en coïncidences doubles sur le même préampli et ces coïncidences arrivaient par la ligne 3.

Le compteur en anticoïncidence est joint par un fil nu sans capacité, le choc transmis à la grille par une capacité de 20 cm. Les compteurs 1, 2, 3 sont joints par fils blindés (800 cm à la terre) et connectés à la grille par une résistance de 0,1 Ω. Dans nos conditions, le retard qui en résulte est suffisant et ce système a un rendement en anticoïncidence au moins du même ordre que celui des compteurs eux-mêmes, malgré son extrême simplicité; mais on perd des coïncidences.

En 1947, au Pic du Midi, les principales difficultés provenaient de l'isolement et des connexions des compteurs eux-mêmes. Pour les éviter, cette année nous avons construit des boîtes de 60 sur 15 cm et 5 cm doublées intérieurement de liège et de caoutchouc dans lesquelles les bouts de compteurs vont se loger. Ces boîtes qui ont l'aspect de souricières à 20 trous sont chauffées électriquement avec 6 W; ceci suffit à assurer 10° au-dessus de la température extérieure et à prévenir toute condensation nuisible, susceptible de court-circuiter la sortie du fil (à 1000 V) et la coque qui est à la masse. Même sous la pluie et sous 60 cm de neige, l'isolement d'une de ces boîtes s'est révélé parfait, tandis que la consommation électrique pour la chauffe était compatible avec les ressources électriques dérisoires de l'Observatoire du Pic du Midi.

Variation de γ avec la densité. — Le nombre total de gerbes d'Auger est $\int_0^\infty N_0 \delta^{-1-\gamma} d\delta$; sur une surface S le nombre total de trajectoires appartenant à ces gerbes est $S N_0 \int_0^\infty \delta^{-\gamma} d\delta$. Il faut au moins que ce dernier nombre soit fini, car c'est lui qui a un sens physique. Cela est impossible si γ est constant. De façon plus précise, il est absolument nécessaire que pour les faibles densités γ deviennent inférieur à 1.

L'intérêt pratique du problème est faible si γ varie assez lentement pour que dans un domaine de densités donné, on puisse le considérer comme constant. L'expérience prouve qu'il en est ainsi. Mais en principe, c'est très important car le nombre de trajectoires des gerbes d'Auger n'est pas borné et il est *impossible* de fixer une limite à la participation des gerbes d'Auger dans l'ensemble du rayonnement cosmique. Ceci a déjà été souligné à plusieurs reprises, ici même en particulier par Loverdo et Daudin qui avaient entrepris des expériences pour étudier cette variation de γ en 1947, au Pic du Midi. Ils avaient échoué et le paragraphe précédent a mis en évidence la cause de cet échec; la perte de rendement pour les mouvements propres élevés.

J'ai vérifié directement cette année la valeur de cette perte pour des groupes de 14 compteurs; elle est de 4 pour 100 par groupe et de 12 ± 2 pour 100 pour les coïncidences triples entre les trois groupes. Il faut donc augmenter de 4 pour 100 le nombre des triples entre groupes de 5, de 8 pour 100 le nombre des triples entre groupes de 10 compteurs, de 12 pour 100 pour des groupes de 15 et 16 pour 100 pour des groupes de 19. Les rapports $\frac{Q}{T}$ doivent être respectivement majorés de 1, de 3, de 4 et de 5,3 pour 100. Ils deviennent alors ceux qu'indique le Tableau 1 déduit du Tableau I de leur article.

S (en m²).	T (en min).	$\frac{Q}{T}$ (pour 100).	$\frac{T}{D}$ (pour 100).
0,0130...	0,199 ± 0,007	63,3 ± 2,5	38,5 ± 3
0,0650...	1,66 ± 0,04	61,6 ± 1,7	39,4 ± 3
0,1300...	4,42 ± 0,04	62,6 ± 1,5	42 ± 1,5
0,1950...	7,05 ± 0,11	62,9 ± 1,2	41 ± 4
0,2470...	9,8 ± 0,13	61,9 ± 1,1	41 ± 2

On voit que le rapport $\frac{Q}{T}$ ne varie pas, que le rapport $\frac{T}{D}$ a une légère tendance à augmenter. Quant à la pente γ du diagramme des surfaces, elle est entre 1 et 10 de 1,34 ± 0,02 et entre 10 et 19 de 1,27 ± 0,03.

La variation de $\frac{T}{D}$, comme le diagramme des

surfaces, indique une légère diminution vers les faibles densités. Mais elle est trop faible pour qu'on puisse donner autre chose qu'une limite supérieure. γ ne varie probablement pas de plus de 0,10 lorsque la surface varie d'un facteur 10. Ainsi, la forte variation de $\frac{Q}{T}$ observée par Cocconi et ses collaborateurs, à 2000 m d'altitude, n'est pas confirmée. Au niveau de la mer, ces expérimentateurs avaient au contraire trouvé comme nous-même un rapport $\frac{Q}{T}$ constant.

Si la question demeure ainsi ouverte du côté des faibles densités et si l'on ne peut encore fixer de limite supérieure à la contribution des gerbes d'Auger dans le rayonnement cosmique, il n'en va pas de même du côté des fortes densités. Daudin, à la chambre de Wilson, a trouvé par numération des trajectoires un γ de 1,7 environ pour des densités de l'ordre de 1000 m². Rossi et ses collaborateurs ont trouvé avec la chambre d'ionisation le même indice. Cet indice est plus élevé que celui obtenu avec les compteurs pour des densités dix fois plus faibles. γ augmente bien du côté des fortes densités et probablement plus vite.

Ainsi γ varie bien dans le sens exigé pour que le nombre des trajectoires reste fin. Cette variation surtout vers les faibles densités est assez lente pour que les calculs faits en supposant γ constant soient valables (*).

Variation avec l'ampleur de la base d'étude. — Rappelons, pour être complets, qu'en 1947, Loverdo et Daudin ont également étudié la densité des gerbes avec un compteur écarté de 50 m. Les deux méthodes conduisent à des γ plus élevés d'environ 0,12; autrement dit, sur les grandes bases, les fortes densités générales sont plus défavorisées.

Variation avec la disposition géométrique des compteurs. — Voilà l'aspect le plus délicat de la question et c'est par là que la théorie donne prise à la critique car ici est mise en jeu la formule de Poisson.

Supposons des compteurs en coïncidence répartis sur une surface, rapprochons deux d'entre eux l'un de l'autre. Le nombre des coïncidences va-t-il varier ? Autrement dit, y a-t-il une tendance à la condensation locale des trajectoires? Mura Salvini et Tagliaferri puis Cocconi et Festa trouvent que non en opposition avec les chercheurs français. Tout récemment, Fréon et Maze ont trouvé cet effet très marqué pour les gerbes qui touchent trois compteurs et aucun des six autres.

(*) **Note sur épreuve.** — L'auteur remercie G. Cocconi et V. T. Cocconi qui lui ont communiqué un travail à paraître prochainement dans *Physical Review*, qui aboutit à des résultats analogues et complémentaires.

En premier lieu, si les deux compteurs sont accolés, ils peuvent être traversés par une même particule oblique; ainsi, la chance d'une coïncidence est accrue.

En deuxième lieu, même pour des compteurs non accolés, sous une voûte, les deux compteurs peuvent être touchés par une gerbe secondaire issue de la voûte. D'où une chance de coïncidences supplémentaire.

Enfin, à l'air, on peut prévoir, puisque les particules sont génétiquement liées, qu'il doit exister une certaine corrélation dans l'espace. Il y a plus de chances de trouver une trajectoire au voisinage d'une deuxième car deux trajectoires peuvent naître au voisinage des compteurs.

Si maintenant, nous mettons en parallèle et non plus en coïncidences les compteurs que nous écartons, nous devons d'après (3) observer l'effet complémentaire. Les coïncidences doivent diminuer quand on rapproche les compteurs mis en parallèle. Toute corrélation dans l'espace se traduit par un double emploi des compteurs en parallèle et par une efficacité moindre.

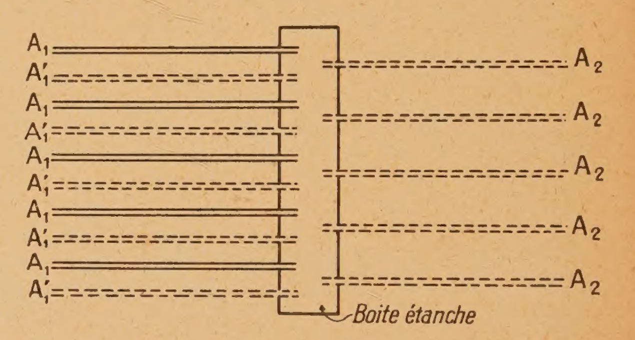


Fig. 3. — Distance entre les compteurs 6 et 12 cm d'axe à axe. Diamètre des compteurs 3 cm, longueur 45 cm.

L'effet dû aux trajectoires obliques a été examiné par Loverdo et Daudin. En écartant seulement les compteurs de leur diamètre, ils ont observé un accroissement de 15 pour 100 environ du nombre des coïncidences entre groupes de 10 compteurs, c'est-à-dire un accroissement de γ de 0,05 sur le diagramme de surface.

L'effet dû à une voûte a été étudié par Cocconi qui en a tiré une correction pour ses expériences en altitude, faites sous un toit gerbigène.

Pour mettre en évidence l'association des trajectoires à l'air libre, nous avons opéré comme suit. Sous une simple feuille de carton bitumé de 0,5 mm, nous avons disposé à l'air libre deux groupes de 15 compteurs suivant la figure 3.

Nous avons, tantôt associé en parallèle les groupes A_1 et A'_1, B_1 et B'_1, tantôt les groupes A_1 et A_2, B_1 et B_2. Dans le premier cas, les 10 compteurs étaient écartés de 6 cm d'axe en axe; dans le

deuxième cas, ils étaient en moyenne écartés de 12 cm. Pour éviter toute erreur, nous avons échangé deux fois les compteurs A'_1 et A_2 et B'_1 et B'_2.

Sur 60 000 coïncidences doubles A_1, A'_1, B_1, B'_1 et autant $A_1 A_2$, $B_1 B_2$, nous avons observé, fortuites déduites que le deuxième dispositif donnait un excès de $5,5 \pm 0,7$ pour 100, ceci correspond pour γ à un accroissement de 0,02 lorsque la distance entre les compteurs de 3 cm de diamètre passe de 6 à 12 cm (Tableau II).

TABLEAU II.

	Montage A.	Montage B.
	Série I.	
$A_1 A'_1 B_1 B'_1$	$\frac{26755}{11571} = 2,312$	$\frac{10719}{4664} = 2,298$
$A_1 A_2 B_1 B_2$	$\frac{26470}{10897} = 2,429$	$\frac{13682}{5674} = 2,411$
$\frac{A_1 A'_1 B_1 B'_1}{A_1 A_2 B_1 B_2}$	$1,050 \pm 0,008$	$1,051 \pm 0,012$
	Série II.	
$A_1 A'_1 B_1 B'_1$	$\frac{11810}{5375} = 2,197$	$\frac{21080}{9600} = 2,195$
$A_1 A_2 B_1 B_2$	$\frac{17623}{7582} = 2,324$	$\frac{19773}{9026} = 2,190$
$\frac{A_1 A'_1 B_1 B'_1}{A_1 A_2 B^1 B_2}$	$1,057 \pm 0,012$	$0,997 \pm 0,010$

Les fortuites sont au nombre de 0,67.

L'effet sur les coïncidences vraies, fortuites déduites, est

$1,055 + 0,007$, d'où $\Delta\gamma = L(1,055) = 0,022$.

La série I et la série II ont été conduites avec des circuits d'amplification légèrement différents.

Les montages A et B diffèrent par échange des compteurs situés en A_1, avec ceux situés en A_2 et B_1 avec B_2. Les résultats sont corrigés de l'effet barométrique.

Il est donc clairement démontré que la valeur de γ dépend de la géométrie des compteurs comme la valeur de l'indice des chocs d'Hoffmann dépend de la forme et de la paroi des chambres d'ionisation.

γ n'a pas une valeur, mais est compris dans une zone de valeurs limitée comme suit : valeur minima lorsque la nouvelle surface sensible est contigue à la surface sensible primitive (compteurs accolés), valeur maxima lorsque les nouveaux compteurs sont placés aussi loin que possible des autres compteurs.

La tentative faite par Daudin et Loverdo, pour déterminer une valeur définie unique de γ est vouée à l'échec. Ainsi Maze et Fréon trouvent au niveau de la mer, par la méthode des surfaces variables, mais avec compteurs écartés $\gamma = 1,67$ comme Daudin par le rapport triples : doubles tandis que Cocconi, avec des compteurs juxtaposés trouve $\gamma = 1,45$. A 3000 m Fréon et Maze trouvent (avec une envergure de 11 m, il est vrai), $\gamma = 1,55$ environ, tandis que Loverdo et Daudin trouvent sur 4 m (compteurs écartés et rapport $\frac{Q}{T}$) $\gamma = 1,48$ et $\gamma = 1,28$ par la méthode des surfaces variables (compteurs juxtaposés) $\gamma = 1,32$ avec des compteurs écartés de leur diamètre.

On a expliqué ici même pourquoi cet effet de géométrie a échappé à certains observateurs. Il est en valeur relative beaucoup plus grand pour les dispositifs qui excluent les grandes densités que pour ceux qui les favorisent. Il faut, pour le déceler, au moins sept fois plus de coïncidences quadruples entre compteurs identiques que de coïncidences triples non quadruples. Il est également plus marqué pour des compteurs isolés qui peuvent être rapprochés davantage que des groupes de compteurs.

La conclusion pratique importante est : pour obtenir une valeur de γ définie, il faut adopter une géométrie définie. Les corrections sont incertaines. Si l'on veut conserver à γ une valeur universelle, il faut couper l'autre bras de la théorie et abandonner la loi de fluctuation de Poisson, adopter une loi qui tienne compte de la corrélation entre les trajectoires.

On ne peut pas traiter un système de compteurs sans tenir compte de la distance respective entre les compteurs, et, un dispositif de trois compteurs en coïncidence n'opère pas la même sélection en densité si les compteurs sont juxtaposés ou écartés.

Variation en altitude. — C'est la plus importante du point de vue interprétation. Les opinions divergent à ce point de vue. Le groupe du Professeur Auger a toujours constaté une diminution de l'indice (gerbes plus denses en altitude). Fréon et Maze ont observé que γ variait de 1,67 au niveau de la mer à 1,4 à 7000 m. Cocconi et ses collaborateurs ont observé une variation en sens inverse.

D'après ce qui précède, on ne résoudra la question qu'en employant à toutes les altitudes la même disposition géométrique. Cocconi et ses collaborateurs ont dû effectuer une importante correction à cause des voûtes. En outre, leur diagramme ne s'étend pas sur un champ de densité aussi vaste au niveau de la mer qu'en altitude. Ceci entraîne une certaine infériorité par rapport aux mesures de l'école du Professeur Auger qui ont toujours été faites dans les mêmes dispositions géométriques.

Il est vrai que les mesures ne portent pas sur les mêmes valeurs de γ, les Français étudiant la densité par des compteurs supplémentaires et les Italiens en accroissant la surface des compteurs. Mais Loverdo et Daudin ont appliqué la méthode des surfaces au Pic du Midi et trouvé dans le même domaine de densités un $\gamma = 1,30$ nettement inférieur à celui observé dans les mêmes conditions au niveau de la mer par les Italiens $\gamma = 1,4$. D'ailleurs, l'indice

analogue pour les chocs d'Hoffmann à la chambre d'ionisation varie dans le même sens et de la même quantité. On peut donc considérer comme probable que les gerbes sont en moyenne plus denses en altitude. Déjà, en 1942, cette observation était considérée comme contradictoire avec la théorie des cascades. Cocconi par des calculs plus poussés, a montré de nouveau que cette théorie prévoit une moindre absorption des gerbes denses dans l'atmosphère et considère ses résultats comme une confirmation de la théorie (*).

Si l'on adopte nos conclusions contraires, on est en revanche en opposition avec la théorie.

Cette contradiction paraît avoir une origine dans un trait essentiel de la théorie. Les gerbes photoélectroniques sont d'autant plus denses à la fois qu'elles sont plus pénétrantes et plus énergiques. En effet, les sections efficaces de matérialisation et de rayonnement restent constantes au delà d'une certaine énergie. Donc, si en valeur relative, les pertes d'énergie restent constantes, le pouvoir pénétrant croît comme le logarithme de l'énergie, c'est-à-dire lentement, mais certainement. Il doit en résulter un certain filtrage des gerbes énergiques, un certain durcissement des gerbes d'Auger après traversée de la matière, comme c'est le cas à plus grande échelle pour les mésons.

Si maintenant, nous nous souvenons qu'il reste pas mal d'inconnus dans le domaine des gerbes de l'air, que le pouvoir pénétrant est également contradictoire jusqu'ici avec la théorie pour un facteur 3 environ entre 4 et 8 cm de plomb, qu'il y existe des particules pénétrantes, des gerbes nucléaires, des particules présentant une faible déviation élastique et pourtant créées en gerbes, nous pouvons avec plus de confiance aboutir à la conclusion de ce raisonnement. Il faudrait faire intervenir dans le développement des grandes gerbes de l'air des sections efficaces, non plus constantes, mais croissantes au moins dans certains domaines avec l'énergie, comme c'est le cas pour les sections de Bethe-Heitler aux environs de quelques millions de volts. Une des manières les plus simples d'introduire ce nouveau point de vue serait d'admettre de nouveaux modes de dégradation de l'énergie, particulièrement dans les noyaux aux énergies élevées. Les clichés Wilson, le rapprochement avec les bursts sont d'ailleurs très favorables à l'origine nucléaire de la composante électronique de cascade.

Traits généraux des cascades. — Malgré toutes les difficultés énumérées, beaucoup de chercheurs (Cocconi par exemple) se sont attachés à la théorie des cascades photoélectroniques pour interpréter les gerbes d'Auger. Ils ont sûrement sous-estimé les contradictions de l'expérience dont nous venons d'analyser un nouvel exemple. Mais ils ont été encouragés par des faits très certains et un très bon accord entre le calcul et l'expérience sur d'autres points. Hilberry, puis Cocconi, ont montré en particulier que l'absorption dans l'atmosphère est bien représentée par la théorie. Cocconi a montré que l'écartement des compteurs modifiait le nombre des coïncidences dans la proportion prévue. Janossy a observé d'autres accords en ce qui concerne le spectre primaire.

Il y a là une étonnante contradiction entre l'insuffisance totale de la théorie sur certains points et son succès sur d'autres. Ne pouvait-on pas se demander si les accords observés proviennent bien des sections efficaces et des mécanismes utilisés ou s'ils ne tiennent pas à ce que ces mécanismes appartiennent à une catégorie générale plus précisément si tout mécanisme de dégradation de l'énergie en cascades ne présente pas certaines propriétés générales ?

En ce qui concerne la variation du nombre de coïncidences avec la distance, il existe dès l'abord, une interprétation très simple. Il suffit, pour que la théorie représente l'expérience, qu'elle s'applique au rayonnement électronique de faible énergie, ce qui est très probable; comme la diffusion élastique latérale des particules n'intéresse que les particules de faible énergie, et que ces dernières sont de beaucoup les plus nombreuses, il suffit que leur spectre d'énergie soit le même que celui calculé par la théorie des cascades pour qu'elles soient diffusées suivant les prévisions théoriques. Si la théorie ne cesse d'être valable qu'au-dessus de $5 \cdot 10^8$ eV, ce désaccord peut ne pas s'observer dans la répartition latérale des trajectoires.

Par exemple, il est facile de trouver une condition très générale pour que les secondaires aient le même spectre d'énergie que les primaires. Elle m'a été suggérée par les calculs de Heisenberg sur la question.

Il est évident que si le spectre primaire est en E^{-s} et si les secondaires émis sur un trajet infiniment petit sont répartis suivant un spectre en k^{-s}, le spectre total des primaires et celui des secondaires seront conservatifs et de même indice.

Soit $f(k, E)\,\mathrm{d}k$ la probabilité de production d'un secondaire compris entre k et $k + \mathrm{d}k$. Si le nombre de primaires d'énergie $(E, \mathrm{d}E)$ est $E^{-s}\,\mathrm{d}E$, le nombre total des secondaires $N(k)\,\mathrm{d}k$ sera

$$N(k)\,\mathrm{d}k = \mathrm{d}k \int_{E=k}^{E=\infty} E^{-s} f(k, E)\,\mathrm{d}E.$$

Nous voulons que

$$N(k)\,\mathrm{d}k = N_0 k^{-s}\,\mathrm{d}k,$$

$$N_0 k^{-s} = \int_{E=k}^{E\infty} E^{-s} f(k, E)\,\mathrm{d}E,$$

$$\int_{E=k}^{E=\infty} \frac{E^{-s}}{k^{-s}} f(k, E)\,\mathrm{d}E = N_0 = \text{const.} \quad \text{quel que soit } k.$$

(*) **Note sur épreuve.** — Dans le travail cité plus haut Cocconi est maintenant d'accord avec nous sur le sens de variation de l'indice.

Posons

$$\frac{E}{k} = u, \qquad dE = k\,du,$$

$$\int_{u=1}^{u_\infty} u^{-s} f(k, ku)\,k\,du = \text{const.} \quad \text{quel que soit } k.$$

Ceci n'est possible que si $f(k, ku)\,k$ ne contient pas k

$$f(k, ku)\,k = \Phi(u), \qquad f(k, E) = \frac{1}{k}\,\Phi\left(\frac{E}{k}\right).$$

La probabilité d'émission d'un secondaire (k, dk) doit être de la forme

$$\Phi\left(\frac{E}{k}\right)\frac{dk}{k}.$$

Il est aisé de voir que les sections de freinage et de matérialisation rentrent dans ce cas. *Le spectre des primaires en E^{-s} se conserve dans les cascades photoélectroniques et en général, dans tous les processus où les sections efficaces ne dépendent que des énergies relatives du primaire et des secondaires.*

Or, d'un autre côté, les probabilités $f(E, k)\,dk$ sont forcément des nombres purs qui peuvent se mettre sous la forme

$$U\left(\frac{E}{k}, \frac{k}{mc^2}, \frac{E}{Mc^2}\right)\frac{dk}{k},$$

m et M étant les masses des particules.

Il ne doit intervenir que les rapports des énergies entre elles et à l'énergie au repos.

Pour que le spectre soit conservé, il faut que les rapports de l'énergie à l'énergie de masse n'interviennent plus dans les sections efficaces, ce qui ne peut se produire qu'aux grandes énergies ou énergies relativistes.

Pour que le spectre d'énergie en E^{-s} soit conservé, il suffit que les sections efficaces tendent vers une limite (énergies mesurées en valeurs relatives) lorsque les vitesses deviennent relativistes et les énergies très supérieures à l'énergie au repos.

C'est là encore un trait de la théorie du rayonnement et du freinage. Les sections efficaces croissent à partir de 1 MeV et tendent vers une limite rapidement atteinte.

Cette démonstration est encore valable si les secondaires sont en nombre supérieur à 2.

Tous les processus ne respectent pas cette règle. Par exemple les électrons de choc des mésons n'ont pas le spectre d'énergie des mésons, parce que la fraction de l'énergie qu'ils emportent dépend de l'énergie du méson. Il en est de même pour les électrons de désintégration, parce que la probabilité de désintégration dépend de l'énergie.

En revanche, des particules de durée de vie très brève qui ne perdraient presque pas d'énergie sur un très court trajet, se désintégreraient avec des vitesses encore relativistes et les produits de la désintégration conserveraient le spectre d'énergie primaire. Il y a des raisons de penser que de telles particules existent et constituent des stades intermédiaires dans les gerbes.

La règle est également valable pour les processus donnant plus de deux secondaires. Il faut remarquer que sa validité est due au fait que le noyau est si lourd qu'il n'emporte qu'une énergie insignifiante bien que matérialisation et freinage se produisent dans son champ coulombien. Dans les gerbes nucléaires, la disproportion de masse entre les mésons et les nucléons n'est pas aussi accentuée. Si les nucléons de recul ne sont pas émis avec des vitesses relativistes et emportent tout de même une énergie notable, la règle n'est pas respectée.

La conservation du spectre de puissance est donc une propriété généralement respectée par tout processus, quel qu'il soit, aux vitesses relativistes.

Ceci permet d'expliquer que le spectre des mésons ait le même exposant que le spectre des cascades. Il suffit qu'ils dérivent d'un même spectre primaire.

Il semble que l'on doive pousser l'étude de cette thermodynamique des cascades si l'on peut risquer l'expression. On y trouvera peut-être la raison pour laquelle, si souvent, dans les rayons cosmiques, des théories dont le mécanisme était inexact ont quand même représenté les faits, par exemple pourquoi le développement du rayonnement cosmique dans l'atmosphère a pu être représenté par Heitler en 1937 avec l'aide de la seule théorie des cascades photoélectroniques que nous savons aujourd'hui absolument inadéquate.

Conclusion. — 1° Il n'y a aucun indice permettant de fixer une limite supérieure au rayonnement faisant partie des gerbes de l'air : la faible variation de l'indice γ avec la surface des compteurs et donc avec la densité des gerbes permet seulement d'affirmer que le nombre des corpuscules de gerbes d'Auger est beaucoup plus élevé que la fréquence des coïncidences ne le laisserait supposer;

2° Plus l'envergure des gerbes est grande, moins les fortes densités générales sont représentées;

3° L'indice γ n'est pas une constante vis-à-vis de la géométrie des compteurs puisque la loi de Poisson n'est pas rigoureusement exacte;

4° L'indice décroît en altitude où les gerbes denses sont plus nombreuses en proportion et ceci est en contradiction avec l'interprétation totale par la théorie des cascades;

5° Moyennant des conditions très simples, tout mécanisme de dégradation de l'énergie qui ne fait pas intervenir les énergies absolues peut se répéter en cascade sans déformer le spectre d'énergie primaire.

Mme A. Daudin et M. Guy Carmouze ont contribué à mener les expériences à bien en collaborant au dépouillement des résultats et à la construction des appareils.

Manuscrit reçu le 21 octobre 1948.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Auger et Daudin, *J. Phys. Radium*, 1945, **6**, p. 841.
[2] Daudin, *Ibid.*, 1947, **8**, p. 301.
[3] Daudin et Loverdo, *Ibid.*, 1947, **8**, p. 233.
[4] Loverdo et Daudin, *Ibid.*, 1948, **9**, p. 134.
[5] Cocconi, Loverdo et Tongiorgi, *Phys. Rev.*, 1946, **70**, p. 841.
[6] Broadbent et Janossy, *Proc. Roy. Soc.*, A, 1947, **191**, p. 517 et 1948, **192**, p. 364.
[7] Treat et Greisen, *Phys. Rev.*, 1948, **74**, p. 414.
[8] Rossi. Communication privée.
[9] Mura, Salvini et Tagliaferri, *Nuovo Cimento*, 1947, **4**, p. 102.
[10] Cocconi, Festa, *Ibid.*, 1946, **3**, p. 297.
[11] Maze, Fréon et Auger, *Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **73**, p. 418.
[12] Cocconi, *Nuovo Cimento*, 1947, **4**, p. 227.
[13] Cocconi, *Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, p. 964.
[14] Cocconi, *Ibid.*, 1947, **72**, p. 390.
[15] Heisenberg, *Die Kosmische Strahlung*, Berlin, 1943.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. SÉRIE VIII, TOME X, MARS 1949.

DIFFUSION DES RAYONS X DANS L'ALUMINIUM PAR LES ONDES D'AGITATION THERMIQUE

Par Ph. OLMER.
Assistant à la Faculté des Sciences de Paris.

Sommaire. — L'étude de la diffusion des rayons X en dehors des directions de réflexion sélectives de Bragg, diffusion en partie causée par l'agitation thermique est, à l'heure actuelle, le seul phénomène permettant d'obtenir directement la vitesse et, partant, la fréquence des ondes élastiques longitudinales et transversales se propageant dans le cristal et ce, depuis les longueurs d'ondes infinies jusqu'aux longueurs d'ondes limites définies par les dimensions de la maille.

On montre qu'il est cependant nécessaire d'évaluer avec soin différents termes correctifs dus au faible pouvoir séparateur de la chambre d'ionisation, à la diffusion par effet Compton et aux processus d'échanges multiples photons-quantum élastique.

L'étude porte sur des monocristaux d'aluminium et les dispersions n'ont été calculées que suivant les axes quaternaires. Pour les grandes longueurs d'ondes, on retombe approximativement sur les valeurs classiques déduites des mesures mécaniques. Mais alors que dans le cas des ondes transversales, la dispersion des fréquences avec le vecteur d'onde est quasi sinusoïdale, elle s'en écarte franchement dans le cas des ondes longitudinales. L'allure de ces courbes permet de déduire certaines caractéristiques des interactions entre atomes à l'intérieur du cristal et de retrouver notamment une valeur de la chaleur spécifique en bon accord avec la valeur expérimentale.

Lorsqu'un faisceau de rayons X monochromatique tombe sur un monocristal, il se produit, en dehors des réflexions sélectives de Bragg, une diffusion, généralement faible, dont la cause est multiple; une partie revient à l'effet Compton, une autre aux imperfections du réseau, une troisième enfin, à l'agitation thermique.

C'est cette dernière qui fait l'objet de notre étude dont nous allons résumer ici les principaux résultats (1).

Appareillage. — Les cristaux utilisés sont des monocristaux d'aluminium, extra pur, à 99,998 %.

(1) Pour plus de détails, *voir* P. Olmer, Interactions photons-phonons et diffusion des rayons X dans l'aluminium. *Bull. Soc. franç. Minéralogie*, 1948, **71**, p. 145-258.

Ils sont exempts de tensions, comme le montre la finesse des taches qu'ils donnent aux diagrammes de cristal tournant ou de Laue. On négligera donc, dans tout ce qui suit, la diffusion causée par les imperfections du réseau ou la présence d'impuretés. Leur orientation est déterminée par des diagrammes à la chambre de Weissenberg; enfin, leur surface plane, sur laquelle les mesures s'effectuent, est débarrassée de la légère couche d'alumine formée au cours du traitement thermique par un polissage électrolytique.

L'appareil est un spectromètre de Bragg classique, à chambre d'ionisation. La radiation utilisée est la radiation K_a du molybdène, de longueur d'onde moyenne 0,710 Å, obtenue par un monochromateur à cristal courbé. A la différence des mesures effectuées par voie photographique, les mesures à la chambre d'ionisation permettent de comparer directement l'intensité d'un faisceau diffusé dans une certaine direction et dans un angle solide déterminé à l'intensité du faisceau incident. Ce rapport peut, dans certains cas, s'abaisser à 10^{-5}. Les mesures se font par une méthode de zéro, en compensant les charges apportées par l'ionisation par des charges créées par influence. L'appareil de mesure est un électromètre de Lindemann, à quadrants, monté en hétérostatique symétrique et dont on observe la déviation de l'équipage au moyen d'un microscope.

Compte tenu des causes perturbatrices, dérive des accumulateurs, ionisation créée par le rayonnement cosmique, on peut, par ce procédé, évaluer des courants d'ionisation de l'ordre de 10^{-16} A correspondant à l'arrivée d'un photon $h\nu \mathrm{Mo} K_a$ dans la chambre, toutes les secondes.

Dans les cas les plus défavorables, le rapport $\frac{i_d}{\mathcal{J}_0}$ de l'intensité du faisceau diffusé à l'intensité totale du faisceau incident se mesure à 8 pour 100.

Évaluation du pouvoir diffusant global moyen P_{gm}. — Supposons tout d'abord le faisceau incident parallèle, et soit E son énergie correspondant, dans la chambre d'ionisation, à un courant d'intensité $\mathcal{J}_0$.

Dans le cas d'une photométrie, soit a l'angle de rencontre des rayons incidents avec le plan de l'éprouvette monocristalline et soit b l'angle moyen de départ des rayons diffusés entrant dans la chambre (*fig.* 1).

L'angle de diffusion est $2\varphi = a + b$.

Si s est la section droite du faisceau, le volume irradié à la profondeur z et d'épaisseur dz est

$$\mathrm{d}v = s\frac{\mathrm{d}z}{\sin a},$$

et si n représente le nombre d'électrons par centimètre cube de substance, le nombre dn d'électrons compris dans ce volume sera $n\,\mathrm{d}v$.

L'énergie irradiant de volume à la cote z est E'. Soit de' l'énergie diffusée dans la direction de départ et dans l'angle solide dω.

Cette énergie est proportionnelle au nombre d'électrons dn, à l'angle solide dω et au flux d'énergie incident $\frac{E'}{s}$. On peut donc écrire

$$\mathrm{d}e' = p\frac{E'}{s}\,\mathrm{d}n\,\mathrm{d}\omega.$$

p représente la fraction d'énergie diffusée par un électron du volume dv. Nous rapporterons cette fraction diffusée à celle qui le serait par un électron libre de Thomson diffusant dans les mêmes conditions géométriques, ϖ.

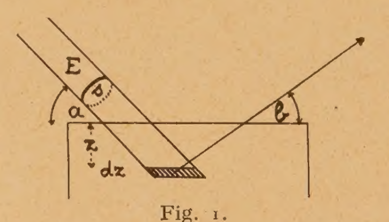


Fig. 1.

On définit ainsi un *pouvoir diffusant global moyen*, $P_{gm} = \frac{p}{\varpi}$, global, car il se rapporte aussi bien à l'effet Compton qu'à la diffusion par l'agitation thermique, moyen, car les faisceaux incidents et diffusés ne sont pas parallèles et qu'aux différents couples incident-diffusé qui contribuent à une même photométrie correspondent des pouvoirs diffusants différents.

Nos éprouvettes sont suffisamment épaisses et les angles a et b ne descendent jamais au-dessous de certaines limites pour que la proportion du rayonnement incident qui puisse sortir du cristal par une autre face que la face d'entrée ne dépasse pas 1/1000. Ceci permet, dans le calcul, de sommer sur z pris de zéro à l'infini. Dans ces conditions, si μ_e représente le coefficient d'absorption par électron de la substance et si l'on admet que, dans la chambre d'ionisation les courants enregistrés sont proportionnels aux énergies des faisceaux qui leur ont donné naissance, on trouve facilement

$$\frac{i_d}{\mathcal{J}_0} = P_{gm}\frac{\varpi}{\mu_e}\left(1 + \frac{\sin a}{\sin b}\right)^{-1}\mathrm{d}\omega, \qquad (1)$$

expression dans laquelle dω est défini par l'angle solide qui soutend la fente d'entrée de la chambre d'ionisation. A partir des mesures du rapport $\frac{i_d}{\mathcal{J}_0}$, on peut donc calculer P_{gm}.

Représentation des résultats dans le réseau réciproque. — Nos résultats seront facilement interprétés en faisant intervenir la notion de réseau

réciproque. Rappelons qu'un tel réseau est caractérisé par les trois translations fondamentales $\mathbf{A}_1$, $\mathbf{A}_2$, $\mathbf{A}_3$ (²) déduites des translations de la maille du réseau véritable $\mathbf{a}_1$, $\mathbf{a}_2$, $\mathbf{a}_3$ par les relations

$$\mathbf{A}_i \mathbf{a}_j = \delta_{ij} \begin{cases} = 1 & \text{si } i = j, \\ = 0 & \text{si } i \neq j. \end{cases}$$

Les nœuds du réseau réciproque de notation *hkl* correspondent à la famille de plans réticulaires (*hkl*) du réseau primitif, d'intervalle réticulaire d_{hkl} et la distance de ce nœud M_{hkl} à l'origine I du réseau réciproque est

$$IM_{hkl} = \frac{1}{d_{hkl}}.$$

Pour l'aluminium, cristallisant dans le système cubique à faces centrées, avec $a = 4{,}04$ Å, le réseau réciproque est cubique centré, avec $A = 49{,}38 . 10^6\ \mathrm{cm}^{-1}$.

Rappelons encore que l'on appelle première zone de Brillouin autour d'un nœud *hkl* du réseau réciproque, le solide, centré sur ce nœud, de volume égal à la maille du réseau réciproque et limité par les plans médiateurs des droites joignant le nœud considéré à ses plus proches voisins. Dans le cas de l'aluminium, la première zone est un cuboctaèdre (*fig.* 2).

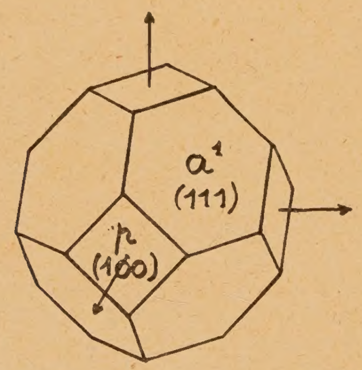


Fig. 2.

Portons, dans l'espace réciproque un vecteur **SI**, parallèle à la direction du faisceau incident, de longueur λ $\left(\frac{1}{\lambda}, \text{longueur d'onde de la radiation utilisée}\right)$ et ayant son extrémité en I, origine du réseau réciproque. Portons de même un vecteur **SX**, d'origine S, de longueur $\frac{1}{\lambda}$ et ayant la direction du faisceau diffusé (*fig.* 3). On retrouve en $\widehat{SI, SX}$ l'angle de diffusion 2φ et le module du vecteur **IX**, différence des deux premiers, et appelé le *vecteur de diffusion*, est

$$|\mathbf{IX}| = 2\lambda^{-1} \sin\varphi. \qquad (2)$$

(²) Pour nous conformer à l'usage, nous représenterons les vecteurs par des lettres en caractères gras.

Le point X est appelé *pôle de diffusion.*

On sait que, dans ces conditions, chaque fois que le pôle de diffusion coïncide avec un des nœuds du réseau réciproque M_{hkl}, on a réflexion sélective de Bragg, sur la famille de plans réticulaires de notation *hkl*.

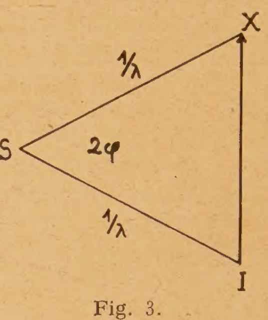


Fig. 3.

Nos mesures ont spécialement porté sur des positions du pôle de diffusion se déplaçant sur un axe quaternaire du réseau réciproque, notamment sur l'axe [002], entre les nœuds 002 et 006 et sur l'axe joignant les nœuds 004, 024 et 0$\bar{2}$4.

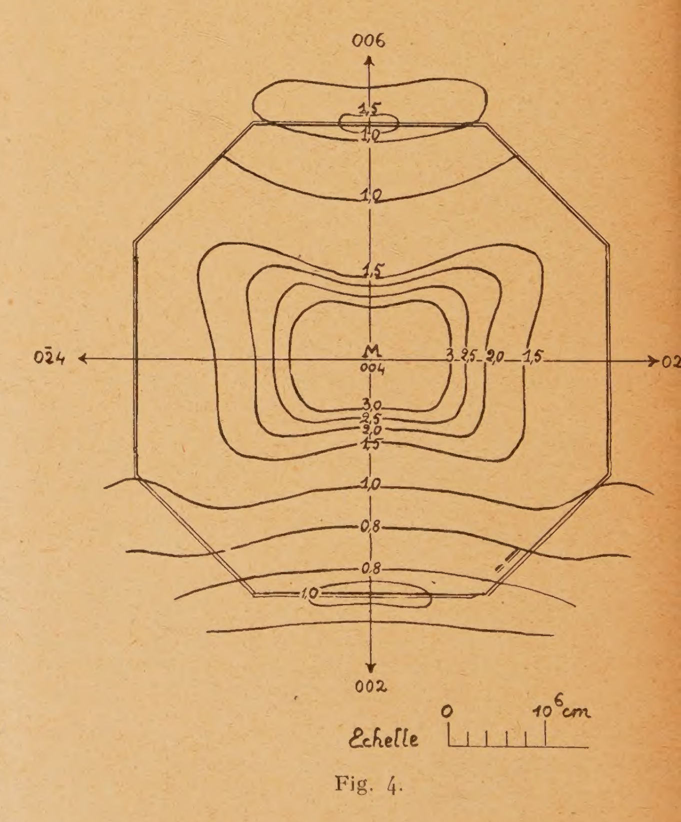


Fig. 4.

Néanmoins, des mesures effectuées en de nombreux points ont permis de dessiner dans l'espace réciproque des *surfaces d'isodiffusion*, surfaces sur lesquelles la valeur du pouvoir diffusant P_{gm} garde une valeur constante. La figure 4 représente la

section de ces surfaces d'isodiffusion autour du nœud 004, par le plan (100) du réseau réciproque La limite de la première zone se présente comme un octogone. On notera l'allure en « ailes de papillon », ainsi que l'existence de pics du pouvoir diffusant sur l'axe [001], aux limites des zones 002 et 006.

Il faut bien remarquer que ces courbes expérimentalement déduites, se rapportent au pouvoir diffusant global moyen; c'est-à-dire qu'il y intervient, outre l'effet Compton, les différents termes de l'agitation thermique. C'est ce qui explique l'absence de certains éléments de symétrie que l'on serait en droit d'y trouver.

Les différentes corrections. — Avant de pouvoir tirer de ces données des renseignements sur les vitesses des ondes acoustiques qui se propagent dans le milieu, il est indispensable de leur faire subir un certain nombre de corrections.

Correction de divergence. — Par suite de la divergence de nos faisceaux incidents et diffusés, les nombres obtenus dans chaque photométrie sont des nombres moyens. Le principe de l'évaluation de cette correction est le suivant :

Dans le réseau réciproque, à chaque couple incident-diffusé correspond un pôle de diffusion X. Ces pôles se répartissent dans l'espace réciproque dans un certain domaine dit *domaine de divergence*, centré sur un point moyen X_0 qui correspond aux rayons incident et diffusé moyens, ce dernier tombant au centre de la fente de la chambre d'ionisation. Par une étude d'optique géométrique des faisceaux incidents et diffusés, on peut construire ce domaine de divergence.

En première approximation, il a la forme d'un parallélépipède de volume

$$\mathcal{V} = \frac{8\alpha_0\beta_0}{\lambda^3}(3,20\eta_0 + \mu_0)\sin 2\varphi_0, \qquad (3)$$

α_0, β_0, η_0 et μ_0 étant les valeurs des divergences principales en largeur et en hauteur des faisceaux incidents et diffusés.

On peut également construire en grandeur et en direction le lieu des points S, origine des rayons incidents dans le réseau réciproque, points que nous appellerons les *points-sources*.

Cette surface-source se place par définition à une distance $\frac{1}{\lambda}$ de l'origine I, et se présente comme une portion de sphère, assimilée à son plan tangent de forme rectangulaire et de surface $\frac{4\alpha_0\eta_0}{\lambda^2}$.

L'énergie transportée par un faisceau élémentaire issu d'un point S de cette surface, varie. Elle dépend de la répartition en largeur et en hauteur de l'énergie du faisceau incident, répartition que l'on peut obtenir expérimentalement.

D'autre part, pour un pôle X_i de diffusion donné, les seuls incidents ayant pu contribuer à la diffusion en ce pôle se placent sur une droite Δ, intersection du plan médiateur du vecteur IX_i avec la surface-source (*fig.* 5). Ceci correspond à la définition même du vecteur de diffusion.

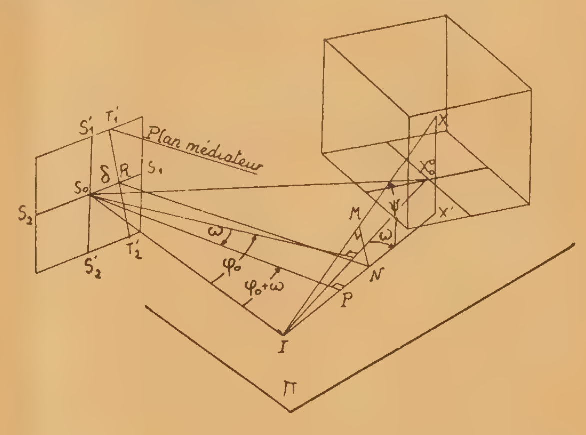


Fig. 5.

On peut construire cette droite Δ en fonction des données géométriques de la diffusion au pôle X_i. Tous les points de cette droite, cependant, ne conviennent pas, seuls seront à considérer ceux qui correspondent à des diffusés TX_i entrant effectivement dans la chambre d'ionisation.

Si l'on prend maintenant un volume élémentaire dv_i centré autour de X_i et semblable au domaine de divergence, son volume est, d'après (3),

$$d\mathcal{V}_i = \frac{8\, d\alpha_i\, d\beta_i\, d\mu_i}{\lambda^3}\sin 2\varphi_i.$$

On peut ainsi connaître l'énergie du pinceau incident élémentaire contribuant à cette diffusion. Le courant d'ionisation di_i qu'on y obtiendrait est donné par une formule analogue à (1) dans laquelle on prend pour valeur du pouvoir diffusant celle qui correspond à la position du pôle X_i par rapport aux surfaces d'isodiffusion.

Si nous effectuons la somme des di_i relatives aux différents domaines élémentaires $d\mathcal{V}_i$ du domaine de divergence, on trouve, en général, un nombre différent de l'intensité mesurée i_d. C'est que, dans dans notre mesure globale, nous avons affecté le pouvoir diffusant moyen obtenu au centre du domaine de divergence au lieu de l'affecter au centre de gravité des différents domaines élémentaires.

Nous définirons ainsi un *facteur de divergence* f_d par la relation

$$f_d = \frac{i_d}{\sum_i di_i}$$

et le pouvoir diffusant global vrai, P_{gv} à affecter

TABLEAU I.

$X.10^{-6}$.	$S.10^{-8}$.	P_{gm}.	f_d.	P_{gv}.	P_c.	P_2.	P_3.	$P_c+P_2+P_3$.	P_1.	$V_l.10^{-5}$.	$\nu_l.10^{-11}$.
					Zone 002.						
49,38					Réflexion sélective.						
54,25	4,87	2,33	0,75	1,75	0,38	0,08	–	0,46	1,29	6,26	30,2
59,07	9,69	0,96	0,92	0,88	0,41	0,05	–	0,46	0,42	5,88	56,9
63,87	14,49	0,75	1,00	0,75	0,44	0,04	–	0,48	0,27	5,27	76,5
68,65	19,27	0,70	0,98	0,68	0,47	0,03	–	0,50	0,18	5,05	97,3
71,04	21,66	0,89	0,96	0,85	0,48	0,03	–	0,51	0,34	3,13	67,7
73,41	24,03	1,19	1,10	1,31	0,50	0,03	–	0,53	0,78	1,83	44,0
73,97	24,59	1,37	1,20	1,64	0,50	0,03	–	0,53	1,11	1,49	36,8
					Zone 004.						
75,15	23,61	1,15	1,11	1,28	0,50	0,04	–	0,54	0,74	1,93	45,6
77,52	21,24	0,81	0,97	0,79	0,52	0,04	–	0,56	0,23	4,07	86,6
79,88	18,88	0,82	0,99	0,82	0,53	0,05	–	0,58	0,24	4,48	84,5
84,59	14,17	0,95	1,00	0,95	0,56	0,09	–	0,65	0,30	5,26	74,5
89,26	9,50	1,37	0,95	1,30	0,58	0,14	–	0,72	0,58	5,46	51,9
94,01	4,75	3,50	0,81	2,84	0,60	0,32	0,01	0,93	1,91	5,80	27,6
98,76					Réflexion sélective.						
103,10	4,34	4,00	0,70	2,80	0,64	0,36	0,01	1,01	1,79	6,40	27,8
107,70	8,94	1,47	0,88	1,30	0,65	0,19	0,01	0,85	0,45	6,24	55,7
112,20	13,44	1,10	0,93	1,02	0,67	0,12	0,01	0,80	0,22	6,00	80,6
116,70	17,94	1,02	0,96	0,97	0,68	0,09	0,01	0,78	0,19	4,71	84,7
118,95	20,19	1,04	0,98	1,02	0,69	0,08	0,01	0,78	0,24	3,36	67,8
121,20	22,44	1,35	1,05	1,41	0,70	0,07	0,01	0,78	0,63	1,91	43,0
123,40	24,64	1,55	1,10	1,70	0,71	0,07	0,01	0,79	0,91	1,41	34,7
					Zone 006.						
125,60	22,54	1,08	1,07	1,15	0,71	0,07	0,01	0,79	0,36	2,47	55,5
129.98	18,16	0,98	1,00	0,98	0,73	0,09	0,02	0,84	0,14	4,98	90,5
134,33	13,81	1,10	1,00	1,10	0,74	0,14	0,02	0,90	0,20	5,04	69,7
138,63	9,51	1,23	1,00	1,23	0,75	0,20	0,03	0,98	0,25	6,36	60,5
142,90	5,24	1,94	0,98	1,90	0,76	0,28	0,03	1,07	0,83	5,96	31,2
145,00	3,14	3,10	0,95	2,95	0,77	0,33	0,04	1,14	1.81	6,47	20,4
148,14					Réflexion sélective.						

au centre X_0 du domaine de divergence est

$$P_{gv} = f_d P_{gm}.$$

Dans nos mesures, nous avons divisé le domaine de divergence en 48 domaines élémentaires. Le facteur de divergence varie entre 1,20 et 0,70 (*voir* Tableaux I et II). On voit donc que son influence est loin d'être négligeable, elle est d'autant plus forte que, pour la photométrie envisagée, le domaine de divergence se place dans une région où le gradient des surfaces d'isodiffusion est élevé.

Correction d'effet Compton. — On évaluera la contribution de l'effet Compton sous forme d'un pouvoir diffusant d'effet Compton P_c.

Si Z est le nombre atomique de l'élément considéré (13 pour l'aluminium), on montre [1] que

$$P_c = \frac{1}{Z} \frac{I_{\text{mod}}}{I_e},$$

expression dans laquelle le rapport $\frac{I_{\text{mod}}}{I_e}$ est donné par les différentes théories de l'effet Compton.

Nous avons tout d'abord pris pour évaluer ce rapport une formule déduite par Waller [2] de considération théorique et dont Bewilogua a dressé un tableau en fonction de $\lambda^{-1} \sin \varphi$. Les valeurs de P_c auxquelles elle conduit sont portées sur la courbe I de la figure 6.

Ces valeurs sont certainement trop importantes, surtout aux faibles angles de diffusion. Elles atteignent, dans certains cas, la valeur du pouvoir diffusant global vrai et conduisent à des courbes de dispersion des vitesses différentes pour les différentes zones.

Laval [3] a montré qu'un atome engagé dans un cristal produisait un effet Compton moindre que s'il était libre et ce, par suite des bandes d'énergie interdites à l'électron de recul. Les valeurs obtenues expérimentalement par Laval pour l'effet Compton

Tableau II A.

Zone 004.

$X.10^{-6}$.	$S.10^{-6}$.	$D-D_0>0$. P_{gm}.	f_d.	P_{gv}.	$D-D_0<0$. P_{gm}.	f_d.	P_{gv}.	P_{gv} moyen.
98,76	0,00	Réflexion sélective.						–
98,82	3,45	12,7	1,10	14,0	14,1	1,06	14,9	14,45
99,00	6,91	3,99	0,97	3,87	3,76	0,98	3,65	3,76
99,30	10,38	2,44	1,00	2,44	2,38	1,00	2,38	2,41
99,73	13,88	1,80	1,00	1,80	1,76	1,00	1,76	1,78
100,30	17,41	1,43	1,00	1,43	1,37	1,00	1,37	1,40
100,95	20,99	1,38	1,00	1,38	–	–	–	1,38
101,15	24,62	1,36	1,00	1,36	–	–	–	1,36

Tableau II B.

Zone 004.

$X.10^{-6}$.	$S.10^{-6}$.	P_{gv}.	P_c.	P_2.	P_3.	$P_c+P_2+P_3$.	P_1.	$V_t.10^{-5}$.	$\nu_t.10^{-11}$.
98,76	0,00	Réflexion sélective.							
98,82	3,45	14,45	0,62	0,43	0,01	1,06	13,39	2,97	10,25
99,00	6,91	3,76	0,62	0,21	0,01	0,84	2,92	3,16	21,85
99,30	10,38	2,41	0,62	0,14	0,01	0,77	1,64	2,83	29,40
99,73	13,88	1,78	0,62	0,10	0,01	0,73	1,05	2,67	37,10
100,30	17,41	1,40	0,63	0,08	0,01	0,72	0,68	2,34	40,70
100,95	20,99	1,38	0,63	0,07	0,01	0,71	0,67	2,21	46,50
101,15	24,62	1,36	0,63	0,06	0,01	0,70	0,66	1,94	47,80

dans l'aluminium sont portées sur la courbe II de la figure 6. Ce sont elles que nous avons finalement

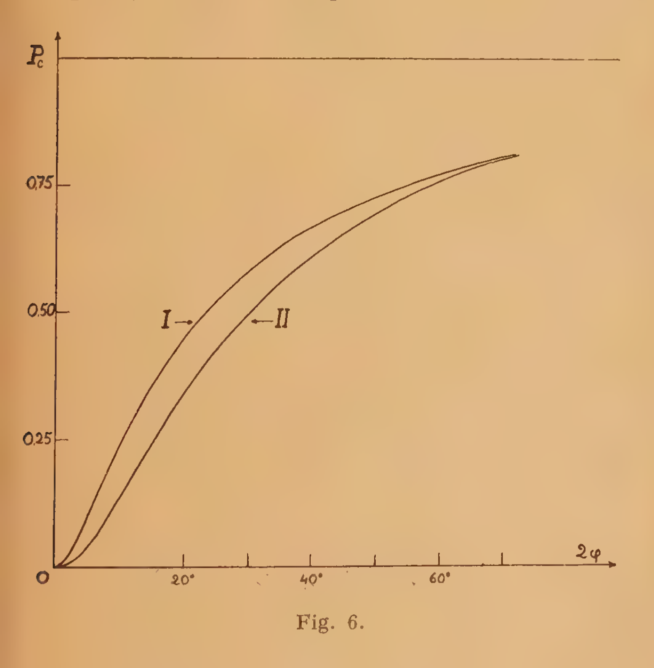


Fig. 6.

adoptées. Il n'en reste pas moins que cette incertitude sur l'effet Compton est une des causes qui limite le plus la précision de nos mesures.

Correction due aux différents termes de l'agitation thermique. — On sait que les atomes d'un cristal ne sont pas immobiles, mais oscillent constamment autour de leur position d'équilibre. Pour un édifice contenant N atomes, on peut résoudre cette agitation thermique en $3N$ ondes qui, dans le cas de l'aluminium, ne comprenant qu'un seul atome par maille élémentaire, sont toutes du type acoustique. Ces ondes se propagent en gros avec la vitesse du son ; elles se groupent 3 par 3 suivant N vecteurs de propagation fondamentaux $|\mathbf{S}| = \frac{1}{\Lambda}$, Λ étant la longueur d'onde de l'onde acoustique considérée.

L'une de ces ondes est pratiquement longitudinale, les deux autres pratiquement transversales, les trois formant dans tous les cas dans l'espace un trièdre trirectangle. Quand le vecteur de propagation coïncide avec un axe de symétrie de la structure, ces ondes redeviennent exactement longitudinales et transversales.

Les trois ondes correspondant à un même vecteur $\mathbf{S}$ ont la même longueur d'onde, mais elles ont des fréquences et des vitesses différentes.

D'autre part, on sait [4] que, par suite de la structure discontinue des milieux cristallins, deux vecteurs d'onde $\mathbf{S}$ et $\mathbf{S}+\mathbf{M}$ différant entre eux d'une translation du réseau réciproque $\mathbf{M}$ correspondent au même déplacement des atomes. Nous ne considérerons par la suite que les vecteurs de

propagation fondamentaux les plus petits possibles, dont les modules sont inférieurs à la translation élémentaire du réseau réciproque. Si l'on mène ces N vecteurs à partir d'un nœud du réseau réciproque, leurs extrémités se répartissent dans la première zone centrée sur ce nœud.

Pour des cristaux suffisamment développés, la diffusion ne dépend pas des formes extérieures. On peut donc admettre les conditions cycliques de Born [4] et considérer le cristal comme formé par la répétition dans les trois directions de l'espace d'un parallélépipède, semblable à la maille élémentaire et dans lesquels les ondes acoustiques reprennent périodiquement les mêmes valeurs. Ses arêtes sont définies par les translations

$$\mathbf{l}_i = u\,\mathbf{a}_i \qquad (i = 1, 2, 3).$$

Cette « maille cinétique » comprend $u^3 = N$ atomes.

Les extrémités des vecteurs de propagation fondamentaux coïncident alors avec les nœuds d'un réseau élastique dont les translations, u fois plus petites que celles du réseau réciproque, sont

$$\mathbf{L}_i = \frac{1}{\mathbf{l}_i} = \frac{\mathbf{A}_i}{u}.$$

Leur densité y est $\sigma = vN$, v étant le volume de la maille élémentaire du cristal.

Dans la théorie de la diffusion des rayons X par l'agitation thermique, J. Laval [5] montre que l'on peut résoudre le flux diffusé de la manière suivante :

1° Une radiation fondamentale, de même fréquence ν que les rayons X incidents. Cette radiation correspond au réseau non perturbé par l'agitation thermique; elle ne prend une intensité notable que si le pôle de diffusion coïncide avec l'un des nœuds du réseau réciproque. C'est la condition de réflexion sélective de Bragg; l'influence de l'agitation thermique ne se fait sentir que sur son intensité qu'elle module par un facteur H, dit facteur de Debye.

2° Des radiations de fréquence $\nu \pm \nu_{\alpha i}$, dites radiations du premier ordre, $\nu_{\alpha i}$ représentant la fréquence d'une onde appartenant à un vecteur de propagation $\mathbf{S}_\alpha$. Ces radiations correspondent au gain ou à la perte d'un quantum élastique, nous dirons d'un *phonon* par le photon incident. Elles sont en nombre de $6N$, mais, pour une position donnée du vecteur de diffusion, n'auront une intensité notable que les six ondes (trois de fréquence $\nu + \nu_{\alpha i}$, trois de fréquence $\nu - \nu_{\alpha i}$) correspondant au vecteur de propagation $\mathbf{S}_\alpha = \mathbf{MX}$ joignant le nœud du réseau réciproque le plus proche au pôle de diffusion X (*fig.* 7). On a, en somme, réflexion sélective des rayons X sur les plans d'ondes acoustiques ayant comme vecteur de propagation $\mathbf{X} = \mathbf{S}_\alpha + \mathbf{M}$ et donc identiques aux ondes $\mathbf{S}_\alpha$.

Dans ces conditions, on trouve que la valeur du pouvoir diffusant du premier ordre qui leur correspond est donnée par

$$P_1 = \frac{|\mathbf{X}|^2 f^2 H^2}{mZ} \sum_{i=1}^{i=3} \frac{\mathcal{E}_{\alpha i}}{\nu_{\alpha i}^2} \cos^2 |\mathbf{X}\mathbf{u}_{\alpha i}|, \qquad (4)$$

expression dans laquelle $|\mathbf{X}|$ représente le module du vecteur de diffusion, f le facteur de structure atomique, H le terme de Debye, m la masse de l'atome,

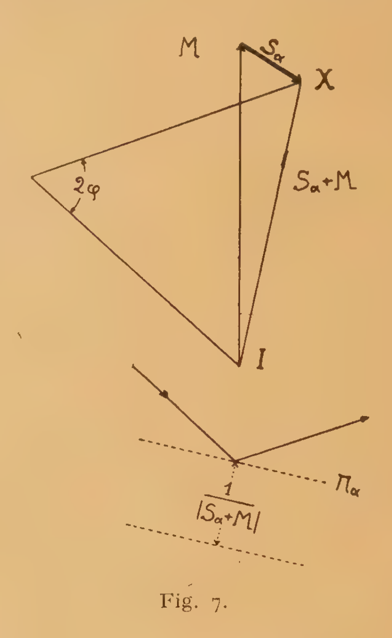


Fig. 7.

Z son nombre atomique, $\mathcal{E}_{\alpha i}$ et $\nu_{\alpha i}$ l'énergie et la fréquence des ondes admettant le vecteur $\mathbf{S}_\alpha$ comme vecteur de propagation et, enfin, $|\mathbf{X}\mathbf{u}_{\alpha i}|$ l'angle du vecteur de diffusion avec l'amplitude $\mathbf{u}_{\alpha i}$ des ondes considérées.

3° Des radiations de fréquence $\nu \pm \nu_{\alpha i} \pm \nu_{\beta i}$, dites radiations du second ordre dans lesquelles le photon incident a échangé deux phonons avec les ondes acoustiques, soit sur deux ondes différentes ($\alpha_i \neq \beta_i$), soit sur la même onde ($\alpha_i = \beta_i$).

Sur les $18\,N^2$ radiations du second ordre correspondant à ce processus d'échange, seules n'interviendront d'une manière notable que celles qui correspondent à des couples d'ondes acoustiques dont les deux vecteurs de propagation $\mathbf{S}_\alpha$ et $\mathbf{S}_\beta$ menés à partir d'un nœud du réseau réciproque, ont leur résultante géométrique aboutissant au pôle de diffusion X (*fig.* 8).

D'après la définition des premières zones, on voit que les points Q définissant ces deux vecteurs se répartiront sur les nœuds du réseau élastique compris dans le volume U_{MX} commun à une première zone centrée sur le nœud M considéré et à une première zone centrée sur le pôle X. Il existe, en général, huit nœuds M du réseau réciproque dont la première zone recoupe celle centrée sur le pôle X.

On trouve [1], dans ces conditions, pour le pouvoir

diffusant du deuxième ordre,

$$P_2 = \frac{|\mathbf{X}|^4 f^2 H^2 v}{2 Z m^2} \times \sum_{1}^{8} \iiint_{U_{\mathrm{MX}}} \sum_{i=1}^{i=3} \sum \frac{\mathcal{E}_{\alpha i}}{\nu_{\alpha i}^2} \frac{\mathcal{E}_{\beta i}}{\nu_{\beta i}^2} \cos^2 |\mathbf{X}\mathbf{u}_{\alpha i}| \times \cos^2 |\mathbf{X}\mathbf{u}_{\beta i}| \, \mathrm{d}U_{\mathrm{MX}}, \quad (5)$$

expression dans laquelle les lettres ont la même signification que précédemment, v représentant le volume de la maille élémentaire du cristal et les termes en α_i et β_i étant relatifs aux différentes ondes ayant comme vecteurs de propagation les vecteurs $\mathbf{S}_\alpha$ et $\mathbf{S}_\beta$.

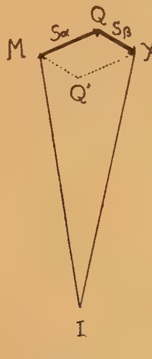


Fig. 8.

Dans le calcul de P_2, nous avons été amené à faire certaines hypothèses simplificatrices sans lesquelles le calcul serait inextricable. Nous assimilons donc les premières zones à des sphères de même volume, nous supposons l'équipartition de l'énergie entre les différentes vibrations et nous prenons, pour les différentes ondes, une vitesse de propagation moyenne, définie par l'expression

$$\frac{1}{V_m^2} = \frac{1}{3}\left(\frac{1}{V_l^2} + \frac{2}{V_t^2}\right), \quad (6)$$

V_l et V_t étant les vitesses des ondes longitudinales et transversales déduites des mesures mécaniques.

Les résultats obtenus pour P_2 sont portés dans les Tableaux I et II. On voit qu'il est indispensable d'en tenir compte, P_2 variant comme $|\mathbf{X}|^4$, alors que P_1 varie seulement comme $|\mathbf{X}|^2$, dans les zones de notation élevées, c'est-à-dire pour des vecteurs $\mathbf{X}$ importants, P_2 peut dépasser la moitié de P_1.

Nous avons de même calculé le pouvoir diffusant du troisième ordre, correspondant à des ondes diffusées de fréquences $\nu \pm \nu_{\alpha i} \pm \nu_{\beta i} \pm \nu_{\gamma i}$. Les calculs sont, de ce fait, beaucoup plus laborieux et les résultats montrent que, bien que P_3 varie comme $|\mathbf{X}|^6$, sa contribution reste cependant faible pour les zones dans lesquelles nos mesures ont été faites. Nous ne l'avons porté sur les Tableaux I et II que lorsque sa valeur dépassait 0,01.

Ayant ainsi calculé les valeurs de P_c, P_2 et P_3, on peut les retrancher du pouvoir diffusant global vrai P_{gv} et obtenir ainsi le pouvoir diffusant du premier ordre P_1.

Détermination de la vitesse des ondes longitudinales. — Le pôle de diffusion est pris suivant l'axe quaternaire [001] du réseau réciproque (*fig.* 9).

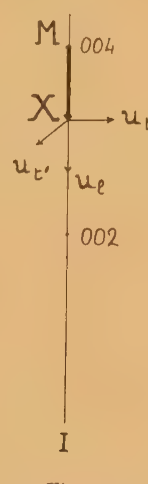


Fig. 9.

Sur les trois ondes qui correspondent au vecteur de propagation $\mathbf{S} = \mathrm{MX}$, seule l'onde longitudinale $\mathbf{u}_l$ contribuera à la diffusion, le terme correspondant en $\cos^2 |\mathbf{X}\mathbf{u}_l|$ [form. (4)] étant égale à 1. Les deux ondes transversales $\mathbf{u}_t$ et $\mathbf{u}'_t$, perpendiculaires au vecteur de diffusion, ne joueront aucun rôle.

On voit ainsi que sur les $3N$ ondes d'agitation thermique qui se propagent dans le cristal, on isole la contribution *d'une seule onde*.

Si $\mathcal{E}_l$ est l'énergie qui lui correspond, V_l sa vitesse, ν_l sa fréquence, on a $\nu_l = V |\mathbf{S}_\alpha|$ et l'on tire de (4)

$$V_l = \frac{|\mathbf{X}| f H}{|\mathbf{S}|} \sqrt{\frac{\mathcal{E}_l}{P_1 m Z}}, \quad (7)$$

$|\mathbf{X}|$ et $|\mathbf{S}_\alpha|$ sont déterminés par les conditions géométriques de la photométrie, le facteur de structure atomique f est pris dans les *Tables* de James et Brindley [6], H, le facteur de Debye, égal à

$$\exp\left[-B\left(\frac{\sin\theta}{\lambda}\right)^2\right]$$

est également donné dans les *Internationale Tabellen* en fonction de la température caractéristique Θ de l'aluminium (398° K) et de la température T de nos expériences ($T = 290°$ K).

Le calcul de V_l se fait par approximations successives; on suppose tout d'abord l'équipartition de l'énergie réalisée entre les différentes ondes et l'on prend $\mathcal{E}_l = kT$. Ceci fournit une première valeur de V_l à partir de laquelle on peut calculer la nouvelle

fréquence de l'onde et donc son énergie par la formule classique

$$\mathcal{E}_l = h\nu_l \left[\frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu_l}{kT}\right) - 1} + \frac{1}{2} \right]. \qquad (8)$$

Les valeurs finalement obtenues en fonction des différents vecteurs d'onde $\mathbf{S}_\alpha$ sont portées sur le Tableau I, ainsi que les valeurs de ν_l correspondantes.

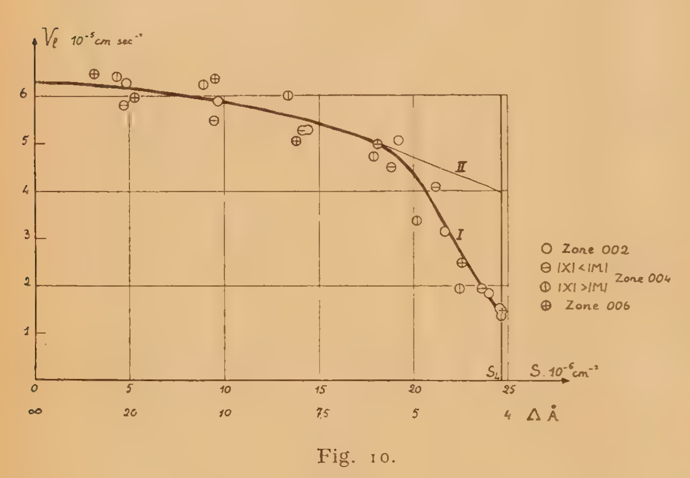


Fig. 10.

Elles sont également portées sur la figure 10, où les différents points expérimentaux correspondent à des mesures effectuées dans les zones 002, 004 et 006. On voit que si l'on tient compte des nombreuses corrections et des facteurs d'incertitudes qui jalonnent nos calculs, ces différents points se placent relativement bien sur une courbe.

Sur cette figure 10, nous avons également porté en abscisse, en dessous de la valeur du vecteur d'onde $\mathbf{S}$, la valeur de la longueur d'onde acoustique correspondante $\Lambda = \frac{1}{|\mathbf{S}|}$. On voit que la vitesse des ondes acoustiques longitudinales n'est pas constante avec la longueur d'onde, qu'elle diminue quand Λ diminue et qu'elle s'effondre littéralement quand celle-ci tombe au-dessous de 5 Å environ. La limite de la zone correspond à la longueur d'onde limite 4,04 Å, égale aux dimensions de la maille cubique à faces centrées de l'aluminium.

Extrapolée pour les longueurs d'onde infinies ($|\mathbf{S}| = 0$), cette courbe doit redonner la valeur de la vitesse des ondes longitudinales pour le son ou les vibrations mécaniques. La seule valeur citée dans la littérature est celle de Goens [7]. Elle est de $6{,}30 \cdot 10^5$ cm : s, en bon accord avec nos résultats.

Détermination de la vitesse des ondes transversales. — Le pôle de diffusion est placé suivant la droite joignant le nœud 004 du réseau réciproque aux nœuds 024 et $0\bar{2}4$ (*fig.* 11). Dans ces conditions, sur les trois ondes correspondant au vecteur $\mathbf{S}$, l'onde longitudinale fait un angle voisin de 90° avec le vecteur X. Elle n'intervient donc dans la diffusion que comme un terme correctif facile à calculer à partir des résultats précédents. D'autre part, l'une des deux ondes transversales $\mathbf{u}'_t$ est, par raison de symétrie, perpendiculaire au vecteur $\mathbf{X}$. L'effet principal de la diffusion est donc dû à l'onde transversale $\mathbf{u}_t$. Si l'on appelle δ l'angle de IX avec IM, $\mathcal{E}_l$ l'énergie de l'onde longitudinale, $\mathcal{E}_t$ celle de l'onde transversale, ν_l et ν_t leurs fréquences respectives, on tire, d'après (4),

$$V_t = \frac{|\mathbf{X}|\, fH}{|\mathbf{S}|} \cos\delta \left[\frac{\mathcal{E}_t}{mZ} \, \frac{1}{P_1 - \frac{|\mathbf{X}|^2 f^2 H^2}{mZ} \frac{\mathcal{E}_l}{\nu_l^2} \sin^2\delta} \right]^{\frac{1}{2}}. \qquad (9)$$

Le calcul s'effectue également par approximations successives de la même manière que dans le cas précédent.

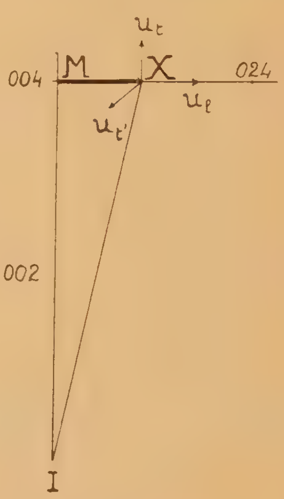


Fig. 11.

On obtient ainsi la valeur de la vitesse V_t des ondes transversales en fonction de leur vecteur d'onde $\mathbf{S}$.

Les résultats sont portés sur les Tableaux II. Dans le Tableau II A, on a porté les résultats expérimentaux se rapportant à deux positions symétriques du pôle X par rapport au nœud 004, l'indication $D > D_0$ correspondant au cas où la différence des positions du porte-cristal pour la diffusion envisagée (D) et pour la position de réflexion sélective (D_0) est positive, l'autre, dans le cas contraire.

Les facteurs de divergence à calculer dans ces deux cas sont légèrement différents; ce n'est qu'après leur prise en compte que l'on peut prendre la valeur moyenne des deux pouvoirs diffusants $P_{g\nu}$ et continuer sur celle-ci (Tableau II B) la suite des calculs.

Nos résultats sont également portés sur la courbe de la figure 12. A la différence avec les ondes longi-

tudinales, on remarque qu'il n'y a pas, dans ce cas, d'effondrement de la vitesse à la limite de la zone. De plus, le rapport $\frac{V_\infty}{V_L} = \frac{3,06}{1,94}$ où V_L représente

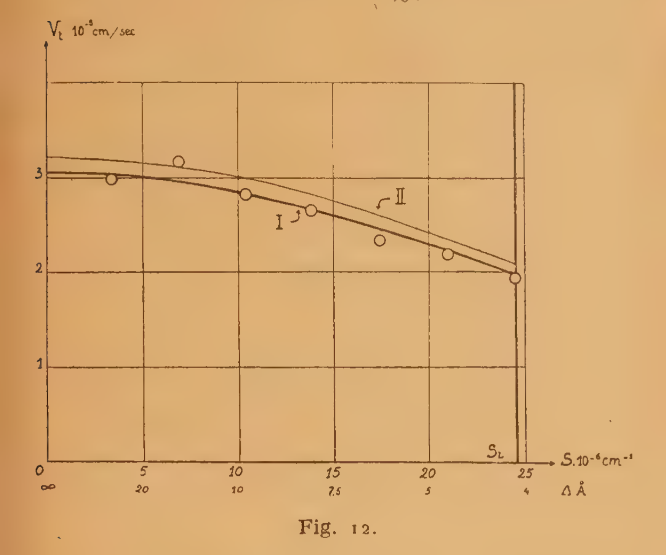


Fig. 12.

la vitesse correspondant au vecteur d'onde limite $S_L = 4,04$ Å est sensiblement voisin de $\frac{\pi}{2}$.

Dans le même travail de Goens [7], la valeur de la vitesse des ondes transversales déduite des mesures mécaniques était de $3,25.10$ cm^5 : s. Cette valeur nous semble un peu forte. Si nous représentons, en effet, sur la figure 12, la courbe théorique des vitesses correspondant à une dispersion sinusoïdale des fréquences

$$V_t = \frac{1}{|\mathbf{S}|} \nu_0 \sin \frac{|\mathbf{S}|}{|\mathbf{S}_L|} \frac{\pi}{2}, \qquad (10)$$

dont nous verrons l'intérêt au paragraphe suivant, cette courbe, où la valeur de la constante ν_0 est ajustée pour redonner la valeur $V_\infty = 3,25.10^5$ (courbe II), passe manifestement au-dessus de nos points expérimentaux. Au contraire, cette même courbe calculée pour la valeur $V_\infty = 3,06.10^5$ (courbe I) en rend beaucoup mieux compte.

Il faut remarquer ici, comme les valeurs des Tableaux I et II l'indiquent, que la diffusion par les ondes transversales, de fréquences plus faibles, est beaucoup plus importante que celle produite par les ondes longitudinales. Il en résulte que les facteurs de correction P_c, P_2 et P_3 auront moins d'importance, et la dispersion des résultats est beaucoup plus faible.

Dispersion des fréquences des ondes acoustiques dans l'aluminium. — On peut représenter les résultats des courbes expérimentales obtenues sous une forme légèrement différente, en portant, en fonction du vecteur d'onde **S**, non plus la valeur de la vitesse, mais la valeur de la fréquence de l'onde correspondante $\nu = V |\mathbf{S}|$.

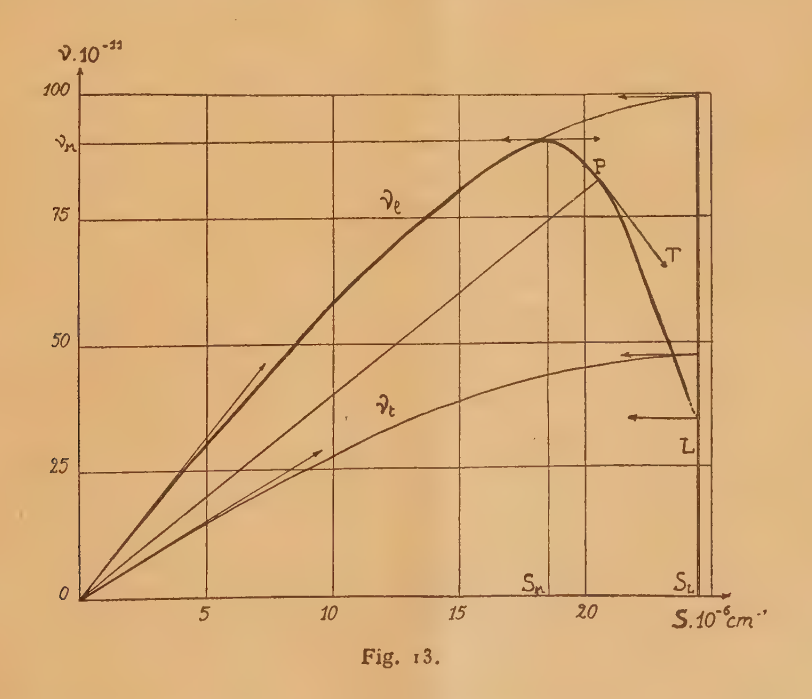


Fig. 13.

Les courbes ainsi obtenues sont portées sur la figure 13, la courbe ν_t étant relative aux ondes transversales et la courbe ν_l aux ondes longitudinales, toutes deux se rapportant à des vecteurs de propagation dirigés suivant un axe quaternaire. En un point quelconque de ces courbes, le coeffi-

cient angulaire de la droite OP représente la vitesse de phase de l'onde considérée, alors que le coefficient angulaire de la tangente à la courbe en P, $\frac{d\nu}{d|\mathbf{S}|}$ représente la vitesse de groupe. La distinction entre les deux dans un milieu discontinu comme le milieu cristallin, est d'ailleurs assez arbitraire.

Considérons tout d'abord la courbe de dispersion des fréquences des ondes transversales. Nous avons pris pour représenter nos résultats expérimentaux, la courbe (10) en l'ajustant, pour $|\mathbf{S}| = 0$ avec la valeur $V_\infty = 3{,}06.10^5$ cm : s. La courbe de dispersion correspondante, pour les fréquences, est donc de la forme

$$\nu = \nu_0 \sin \frac{|\mathbf{S}|}{|\mathbf{S}_L|}\frac{\pi}{2} \qquad \text{avec} \quad \nu_0 = 48{,}1.10^{11}\ \mathrm{s}^{-1}.$$

La conséquence d'une telle courbe de dispersion sinusoïdale est la suivante. Comme il s'agit ici d'ondes se propageant suivant un axe quaternaire, les plans réticulaires (100) oscillent transversalement, en bloc, les uns par rapport aux autres. On retrouve donc un problème analogue à celui traité par de nombreux auteurs et notamment par Brillouin [4] et relatif à la propagation d'ondes élastiques suivant une file d'atomes. Il suffit ici de remplacer la masse d'une particule par la masse du plan réticulaire correspondant.

On sait que, dans ces conditions, les fréquences qui peuvent se propager sont données par l'équation générale

$$m\pi^2\nu^2 = \sum_n G_n \sin^2 \frac{n|\mathbf{S}|}{|\mathbf{S}_L|}\frac{\pi}{2}, \tag{11}$$

équation dans laquelle m représente la masse du plan et les différents G_n les dérivées secondes $\frac{\partial^2 W_n}{\partial r^2}$ de l'énergie d'interaction d'un plan avec son $n^{\text{ième}}$ voisin, pour le déplacement considéré. Cette formule est obtenue en négligeant, dans le développement en série de Taylor de l'énergie potentielle W_n de deux plans, les termes du second ordre.

Si l'on ne considère que les actions entre plans immédiatement voisins, négligeant ainsi les $\frac{\partial^2 W_n}{\partial r^2}$ par rapport au terme $\frac{\partial^2 W_1}{\partial r^2}$, on retrouve la loi de dispersion sinusoïdale

$$\nu = \nu_0 \sin \frac{|\mathbf{S}|}{|\mathbf{S}_L|}\frac{\pi}{2} \qquad \text{avec} \quad \nu_0 = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{G_1}{m}}.$$

Cette dispersion, que nous obtenons ici d'une manière expérimentale, nous indique donc que, dans le déplacement transversal des différents plans réticulaires les uns par rapport aux autres, seules les actions entre plans immédiatement voisins seront à considérer. Ceci se comprend aisément quand on considère les particularités de ce type de déplacement.

Dans le cas des ondes longitudinales, au contraire, la dispersion trouvée s'écarte très nettement de la loi sinusoïdale. Elle est caractérisée par une fréquence maximum $\nu_M = 90.10^{11}$ correspondant approximativement au vecteur d'onde $\mathbf{S}_M = 18{,}1.10^6$ cm^{-1}, soit à la longueur d'onde $\Lambda_M = 5{,}4$ Å.

La courbe descend ensuite rapidement pour rejoindre avec une tangente théorique horizontale (non mise en évidence expérimentalement) la limite de la zone, la fréquence limite étant environ de 34.10^{11} s^{-1}.

Il y a tout lieu de croire que cette décroissance existe bien, mais que cette fréquence limite est trop faible [1]. On peut cependant affirmer que, dans le cas des ondes longitudinales, on ne peut plus se borner à considérer l'action des plans immédiatement voisins. En considérant la structure de l'aluminium, cubique à faces centrées, on s'aperçoit, en effet, que, dans le cas des déplacements longitudinaux, le deuxième plan doit avoir une influence notable, les atomes y étant directement en regard de ceux du plan origine, alors que ceux du premier plan se disposent en chicane (*fig.* 14).

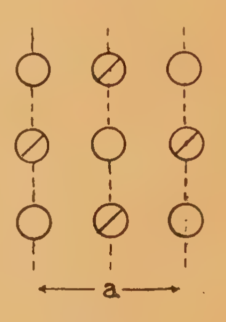


Fig. 14.

En ne considérant que les deux premiers plans, on peut écrire pour loi de dispersion des fréquences

$$\nu = \left(A_1 \sin^2 \frac{\pi}{2} x + A_2 \sin^2 \pi x\right)^{\frac{1}{2}} \tag{12}$$

en appelant

$$A_1 = \frac{G_1}{m\pi^2}, \qquad A_2 = \frac{G_2}{m\pi^2} \qquad \text{et} \qquad x = \frac{|\mathbf{S}|}{|\mathbf{S}_L|}.$$

Pour observer un maximum, il faut que l'expression $\frac{d\nu}{dx}$ puisse s'annuler, ce qui entraîne la condition $\frac{G_1}{G_2} < 4$. Le maximum se produit alors pour la valeur de x définie par

$$\cos x = -\frac{1}{4}\frac{G_1}{G_2}.$$

[1] Nous devons signaler que de grandes précautions ont été prises pour éliminer complètement l'harmonique deux du rayonnement incident qui, pour cette position particulière, serait réfléchi sélectivement et viendrait perturber nos mesures.

Il est difficile, vu la faible précision des mesures relatives aux ondes longitudinales, de déduire la valeur du rapport $\frac{G_1}{G_2}$ de la position sur la courbe du maximum. Des calculs sont actuellement en cours, utilisant les renseignements que l'on possède, à l'heure actuelle, sur la théorie électronique des métaux, pour obtenir *a priori* la valeur du rapport $\frac{G_1}{G_2}$.

Signalons, toutefois, que si des courbes obtenues à partir de la simple formule (12) et pour différentes valeurs du rapport $\frac{G_1}{G_2}$ donnent un accord qualitatif grossier, il est néanmoins impossible de choisir ce rapport de telle manière que la courbe correspondante présente un maximum voisin de $90 . 10^{11}$ suivi d'une chute aussi brutale.

Deux hypothèses peuvent, *a priori*, être envisagées pour expliquer ce désaccord :

a. La diffusion causée par les ondes longitudinales étant faible, l'évaluation des termes correctifs P_c, P_2 et P_3 prend une importance considérable, surtout aux limites de la zone. Cette évaluation serait trop forte pour les vecteurs d'onde correspondant au maximum de la courbe, trop faible à la limite de la zone.

Nous avons vu, en effet, que le calcul des pouvoirs diffusant des deuxième et troisième ordres s'était fait en affectant aux ondes longitudinales et transversales, une vitesse moyenne, définie par (6) sans dispersion. Ceci n'est certainement qu'une première approximation.

D'autre part, l'effet Compton doit présenter, dans un cristal, une véritable structure fine; pour un vecteur de diffusion donné, il doit, suivant l'énergie et la direction de l'électron de recul, passer par des maxima et des minima. Nous espérons que les calculs actuellement poursuivis par M. J. Laval permettront de préciser cette question.

b. D'autre part, on peut supposer que, dans l'évaluation de la formule (11), le fait de négliger les termes du second ordre dans le développement en série de Taylor de l'énergie d'interaction ne constitue également qu'une première approximation. Si nous appelons, en effet, x_n l'abscisse du plan n et x_{n+l} celle du plan $n+l$, y_n et y_{n+l} les déplacements de ces plans par rapport à leur position d'équilibre, d l'intervalle entre deux plans à l'équilibre, on a

$$x_n = n\mathrm{d} + y_n,$$
$$x_{n+l} = (n+l)\mathrm{d} + y_{n+1}.$$

On peut ainsi écrire

$$W_n = W_{(x_{n+l}-x_n)} = W_{(l\mathrm{d})} + (y_{n+l} - y_n)\frac{\partial W}{\partial r} + \dots$$

Ce n'est que si le terme $(y_{n+l} - y_n)$ est petit que l'on peut se limiter ainsi au terme du premier ordre.

Or, pour les longueurs d'ondes voisines de la longueur d'onde limite, il peut devenir notable. Il semble donc qu'il faille, pour les très courtes longueurs d'ondes tout au moins, faire intervenir le terme suivant, dans le développement.

Spectre de vibration du cristal d'aluminium. Chaleur spécifique. — Avec les seuls résultats partiels déjà obtenus, on peut obtenir une première indication du spectre de vibration du cristal.

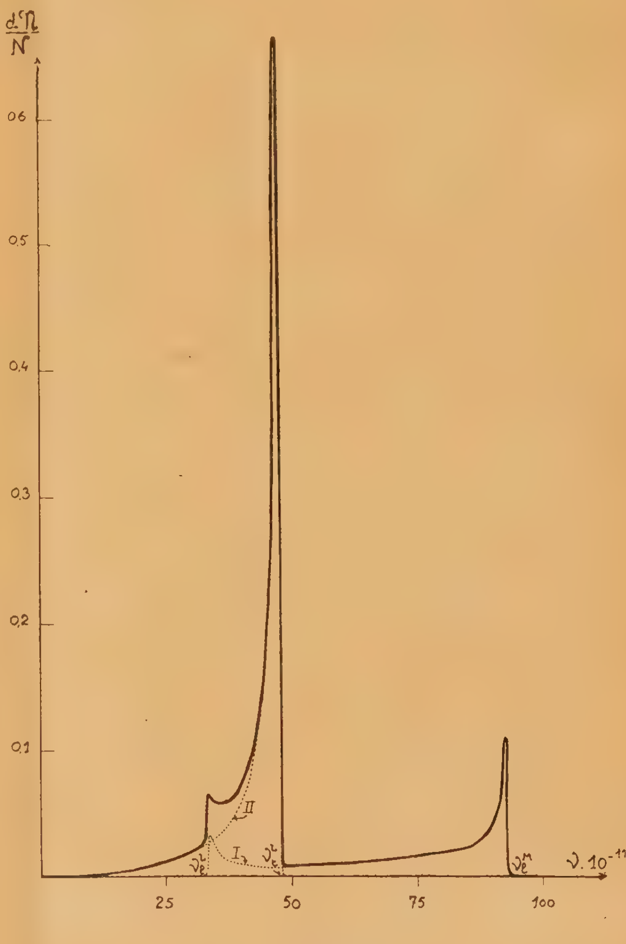


Fig. 15.

Un résultat classique montre que, pour un cristal contenant N atomes, le nombre de vibrations dont les fréquences s'étagent entre les valeurs ν et $\nu + d\nu$ est donné par

$$d\mathfrak{N} = 4\pi v N\left[\frac{1}{U_l V_l^2} + \frac{2}{U_t V_t^2}\right]\nu^2\, d\nu, \qquad (13)$$

expression dans laquelle v représente le volume de la maille élémentaire, U et V les vitesses de groupe et les vitesses de phase des ondes longitudinales et transversales correspondant à chaque vecteur d'onde. On peut obtenir ces données à partir de nos résultats expérimentaux.

En supposant que suivant toutes les directions la loi de dispersion soit la même et en prenant pour première zone de Brillouin une sphère ayant même volume que le cuboctaèdre théorique, on obtient pour spectre des fréquences du cristal d'aluminium le spectre représenté par la figure 15, dans laquelle on a porté en ordonnées non pas le nombre $d\mathcal{N}$, mais le rapport $\frac{d\mathcal{N}}{N}$ du nombre de vibrations comprises entre les fréquences ν et $\nu + d\nu$ au nombre N d'atomes de la maille cinétique, pour des bandes de fréquences de largeur $d\nu = 10^{11}$. Le nombre total de vibrations du cristal étant $3N$, l'aire limitée par la courbe doit être égale à 3; c'est ce qui est assez bien vérifié.

Ce spectre diffère sensiblement du spectre théorique donné par Debye, qui ne considérait qu'une seule fréquence maximum commune aux trois types d'ondes. Il se rapproche des courbes théoriques données par Blackmann, cependant l'allure de la courbe de dispersion des ondes longitudinales entraîne une accumulation des fréquences dans la bande comprise entre 34 et 48.10^{11} s^{-1} où l'on trouve à la fois des fréquences correspondant à des ondes transversales et à des ondes longitudinales de faibles et de grandes valeurs de $|\mathbf{S}|$.

Il est évident qu'en ne considérant plus la zone comme une sphère, mais comme un cuboctaèdre, l'existence de recoins, correspondant à des vecteurs d'ondes limites légèrement différents, ainsi que le fait que les courbes de dispersion dépendent de la direction du vecteur de propagation, produiraient un étalement des discontinuités.

Il est alors facile de passer de ce spectre de vibrations au calcul de la chaleur spécifique de l'aluminium. En appelant ν_M la fréquence maximum, on sait que l'on a

$$\mathcal{M} c_\nu = N \sum_0^{\nu_M} \frac{d\mathcal{N}}{N} \frac{h^2\nu^2}{kT^2} \frac{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right)}{\left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1\right]^2}. \quad (14)$$

A partir de nos résultats expérimentaux, on trouve, pour chaleur spécifique à volume constant, la valeur $c_\nu = 0{,}211$. La valeur trouvée dans la littérature pour c_p est 0,214.

On passe facilement de l'une à l'autre par les relations thermodynamiques classiques

$$c_p - c_\nu = -\frac{T}{MJ} \frac{\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P^2}{\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T^2} = -\frac{T}{J} \frac{\alpha^2}{\chi} \frac{1}{\rho}, \quad (15)$$

où α représente le coefficient de dilatation thermique, χ le coefficient de compressibilité et ρ la densité. Ceci conduit à une valeur de c_ν déduite des mesures thermiques, $c_\nu = 0{,}206$, au lieu de 0,211 donnée par la diffusion des rayons X.

L'accord n'est pas parfait par suite des hypothèses faites. L'étude de la diffusion suivant les directions (111) et (110) l'améliorera certainement. On ne saurait cependant reconnaître, d'une manière plus probante, l'intérêt de cette nouvelle technique d'investigation du corps solide qui, pour délicate qu'elle soit, permet d'obtenir sur la dynamique interne du corps solide et sans déformation du cristal, tout un ensemble de renseignements que les mesures mécaniques sont incapables de fournir.

Manuscrit reçu le 13 décembre 1948.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] P. Olmer, *Bull. Soc. franç. Minéralogie*, 1948, **71**, p. 145-258.
[2] I. Waller, *Phil. Mag.*, 1927, **4**, p. 1228; *Z. für Physik*, 1928, **51**, p. 213; 1929, **58**, p. 35; 1930, **61**, p. 837.
[3] J. Laval, *C. R. Acad. Sc.*, Fr., 1942, **215**, p. 279; 1942, **215**, p. 359.
[4] M. Born, *Atom theorie des Festens Zustandes*, Leipzig und Berlin, 1923. — Brillouin L., Les tenseurs en Mécanique et en Élasticité, Paris, Masson et Cie, 1938.
[5] J. Laval, *Bull. Soc. franç. Minéralogie*, 1941, **64**, p. 70; *J. Phys. Radium*, 1943, **4**, p. 1.
[6] R. W. James et J. Brindley, *Phil. Mag.*, 1931, **12**, p. 104.
[7] Gœns, *Ann. d. Physik*, 1933, **17**, p. 233.

UNE MÉTHODE A GRAND RENDEMENT POUR L'ÉTUDE DU RAYONNEMENT COSMIQUE PAR COMPTEURS II. APPLICATION A L'ÉTUDE DES GERBES DE L'AIR LOCALES ET ÉTENDUES [1]

Par R. MAZE et A. FRÉON.

Laboratoire de Physique, École Normale Supérieure, Paris.

Sommaire. — L'appareil décrit dans la première partie a été utilisé à l'étude des gerbes de l'air locales et étendues entre le niveau de la mer et l'altitude de 7250 m (expériences à bord d'un avion); on indique les résultats obtenus : taux de croissance des grandes et des petites gerbes en fonction de l'altitude; diminution de l'exposant γ de la loi de répartition des densités quand l'altitude croît; étude de l'effet de transition air-plomb des photons. On observe, en outre, un effet de décohérence sur les grandes gerbes à faible densité (trois compteurs touchés sur neuf).

1. Introduction.

Dans une première partie, on a décrit un appareil permettant de compter toutes les coïncidences à partir des triples entre neuf compteurs et de connaître les nombres de compteurs touchés.

Pendant la réalisation de cet appareil, J. Daudin s'était chargé de prévoir par le calcul, conformément à l'hypothèse de distribution des densités des gerbes d'Auger suivant une loi de puissance $N = k\delta^{-\gamma}$ les résultats que l'on pourrait en attendre.

Plus précisément, nous voulions savoir, les compteurs étant répartis sur un plan horizontal et à distance suffisante pour pouvoir négliger les effets de décohérence :

a. Le nombre total d'événements enregistrés par rapport à celui donné par un sélecteur triple classique.

b. La proportion relative des événements particuliers caractérisés par la perforation simultanée, sur la bande de papier de l'enregistreur, soit de 3 trous, soit de 4 trous, etc., jusqu'à 9, au nombre total d'événements.

Dans un article publié précédemment [2], Daudin a exposé le processus du calcul et de ses applications. Par exemple le nombre de fois où trois compteurs sont touchés à l'exclusion des six autres, est égal à

$$N_3^{-6} = N_0(h)\int_0^{\infty} \delta^{-1-\gamma}(1-e^{-S\delta})^3(e^{-S\delta})^6\, dS. \quad (1)$$

$N_0(h)$ est une constante physique qui dépend de l'altitude h;

S la surface des compteurs et γ l'indice de la loi de répartition des densités.

En intégrant sur tout le domaine des densités, on trouve que les coïncidences d'ordre p, qui ne touchent pas les $r-p$ autres compteurs sont

$$N_p^{-(r-p)} = N_0(h)\,k\,S^{\gamma}\sum_{u=0}^{u=p}(-1)^u C_p^u (r-p+u)^{\gamma}. \quad (2)$$

Il faut, de plus, multiplier le nombre de ces événements, relatif à des compteurs déterminés, par le nombre de combinaisons possibles. Par exemple, le nombre total d'événements tels que : trois compteurs touchés et six non touchés, que l'on désignera par ΣN_3 est obtenu en multipliant N_3^{-6} calculé par $C_9^3 = 84$; de même ΣN_4 est le produit de N_4^{-5} par $C_9^4 = 136$, etc.

Ces résultats sont indiqués dans la première colonne du Tableau I pour $\gamma = 1{,}5$. On peut voir que le nombre de nonuples ΣN_9 doit être supérieur à celui des octuples ΣN_8. En effet, un sélecteur sans système de blocage se comporte, vis-à-vis du spectre de densités, comme un filtre passe-haut, mais il suffit d'un seul compteur de blocage pour le transformer en un filtre passe-bande. C'est la différence fondamentale entre ces deux comportements qui apparaît ici.

On peut calculer le pouvoir de multiplication de l'appareil par rapport à un sélecteur triple ordinaire, il vaut $\frac{N_9^3}{N_3^3}$ où N_9^3, nombre de coïncidences au moins triples entre neuf compteurs, peut se calculer par la formule générale

$$N_r^p = N_0(k)\,k\,S^{\gamma}\,p\,C_r^p\sum_{u=1}^{u=p}(-1)^u C_p^{u-1}(r-p+u)^{\gamma-1}. \quad (3)$$

Cette formule est peu sensible aux variations de γ, de sorte que le gain calculé pour $\gamma = 1{,}5$ s'est révélé expérimentalement exact et voisin de 10.

2. Etude des gerbes de l'air au niveau de la mer et en altitude.

Expériences au niveau de la mer. — Nous nous sommes fixés comme programme initial une série de mesures au sol et en altitude avec des compteurs sans écran afin de déterminer les divergences possibles entre nos résultats et les calculs. La connaissance de la répartition des gerbes est très importante lorsque l'on aborde le problème de l'absorption du rayonnement dans le plomb.

D'autre part, nous avons porté notre attention sur une question délaissée et encore bien obscure, celle des gerbes locales de l'air.

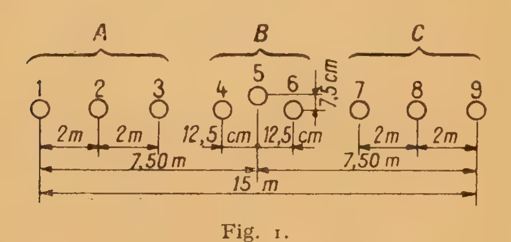


Fig. 1.

Le dispositif adopté est représenté figure 1 et, dans ces conditions, les neuf compteurs doivent être touchés par les gerbes d'Auger de la même manière; si les distances ont une influence négligeable, le groupe central doit en plus être touché par des gerbes locales.

C'est bien ce que l'expérience vérifie : la figure 2 montre un exemple d'enregistrement effectué sur la terrasse du laboratoire de l'École Normale Supérieure à Paris, sans autre absorbant que l'épaisseur des boîtes contenant les compteurs (2 mm Al).

Chaque événement représenté par au moins trois trous détermine une ligne horizontale, la numérotation des boîtes montre que le premier événement représente les compteurs touchés 1, 3, 9; le deuxième, les compteurs 2, 6, 8, 9 touchés, etc.

Un alignement de trous dans le sens vertical que nous appelons « ligne » représente le nombre de fois où le compteur 1 par exemple est touché en combinaison avec d'autres.

La comparaison des lignes s'est révélée très utile au point de vue du contrôle de l'appareil, elle permet d'apprécier les effets de décohérence, même sur un nombre d'événements assez faible. Par exemple, un total de 610 événements effectué en 2900 mn à Paris nous donne les nombres de trous par ligne de la figure 2.

On distingue un léger effet de la distance, mais on peut dire, en gros, que les compteurs des groupes *A* et *C* sont touchés autant de fois, car la somme des lignes 1, 2, 3 = A est bien comparable à la somme de 7, 8, 9 = *C*.

Comme prévu, le groupe *B* nous donne un nombre total de trous plus élevé par suite de la présence de 149 triples centrales, 4, 5, 6 touchés, 1, 2, 3, 7, 8, 9 non touchés.

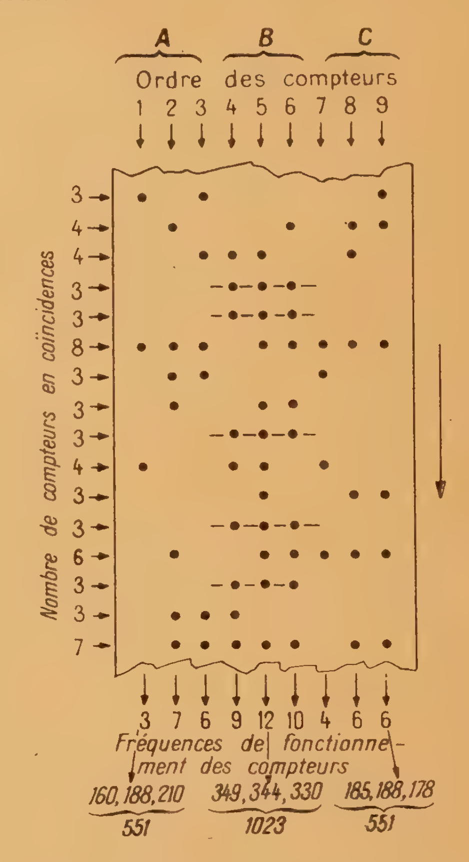


Fig. 2. — Fragment d'un enregistrement.

La bande de papier se déroule dans le sens de la flèche. Sur 16 événements enregistrés, 5, marqués d'un trait pointillé sont des coïncidences triples n'affectant que les compteurs 4, 5, 6 du groupe central (*fig.* 1). Les 11 autres coïncidences se répartissent de la façon suivante : 5 triples, 3 quadruples, 1 sextuple, 1 eptuple et 1 octuple. Les chiffres au bas de la figure correspondent à la totalité de l'enregistrement portant sur 610 coïncidences dont 149 P. G. Ils indiquent le nombre de fois où chacun des compteurs a fonctionné; on constate un net excès pour les compteurs du groupe à faible écartement.

Pour connaître la part de triples centrales dues aux grandes gerbes, il suffit de compter les événements semblables dans les groupes *A* et *B*. Ce nombre étant très faible, il nous a semblé préférable de compter les 83 combinaisons de triples, soit à peu de choses près ce que nous appelons ΣN_3 dans le Tableau I et ce nombre ramené à une seule combinaison nous donne une valeur voisine de 4.

Bien qu'au sol, l'apport des grandes gerbes sous forme de triples centrales isolées soit très faible, nous en avons tenu compte pour montrer comment nous avons procédé sur les résultats obtenus en avion, l'apport étant alors égal à $\frac{10}{100}$.

TABLEAU I.

	Altitude 75 m. (Paris).		Altitude 5000 m.		
Multiplicité.	Nombre d'événements.	‰.	Nombre d'événements.	‰.	Calculé pour $\gamma = 1{,}5$ ‰.
ΣN_3...	280	596	2052	530	556
ΣN_4...	85	199	834	210	203
ΣN_5...	41	87	436	110	98
ΣN_6...	23	50	243	62	56
ΣN_7...	20	42	159	41	36
ΣN_8...	8	17	109	28	21
ΣN_9...	4	9	68	19	30
Total...	461	1000	3900	1000	1060

Pour avoir le nombre d'événements dus réellement aux grandes gerbes dans le groupe central B, nous devons, par conséquent, retrancher environ 143, N_3 provenant des gerbes locales. On trouve alors que les groupes A, B, C sont touchés autant de fois, si l'on a soin d'exclure les dispositifs sensibles aux petites gerbes.

En résumé, à Paris, nous trouvons, pour 610 événements :

145 dus aux petites gerbes, soit PG;
465 dus aux grandes gerbes, soit GG,

d'où le rapport $\frac{PG}{GG} = 32$ pour 100 figuré dans le Tableau II.

TABLEAU II.

			Petites gerbes (PG) (base de 25 cm).			Grandes gerbes (GG) (base max. 15 m).						
	Altitude (m).	Mètres d'eau.	Fréquence par min × 10².	Variation relative.		Fréquence par min × 10².	Variation relative.		$\frac{PG}{GG}$ (%).	R.	γ.	Nombre moyen de compteurs touchés.
1....	75 (Paris)	10,24	5,15 ± 0,4	1	–	16 ± 0,8	1	–	32	1,86	1,67 ± 0,1	3,65
2....	3000	7,18	14 ± 1,9	2,7	1	204 ± 7	12,8	1	6,9	1,24	1,56 ± 0,05	4,04 ± 0,12
3....	5000	5,64	35 ± 3,8	6,8	2,5	532 ± 15	33,2	2,6	6,6	2	1,50 ± 0,05	4,04
4....	7200	4,33	63 ± 7	12,2	4,4	1000 ± 30	62,5	4,9	6,3	2,7	1,41 ± 0,05	4,01

Le classement des événements dus aux grandes gerbes par ordre de multiplicité figuré dans le Tableau I est en bon accord avec le calcul, sauf peut-être pour ΣN_9, comme prévu il évolue peu avec l'altitude, par exemple le rapport $\frac{N_3}{\text{Total}}$ nous donne, calculé 56 pour 100, mesuré à Paris 60 pour 100, à 5000 m 53 pour 100 et à 7250 m 55 pour 100.

Etude de l'effet de distance. — Examinant de plus près nos enregistrements, nous avons constaté que, si l'effet de distance est peu marqué en moyenne, il n'en est plus de même lorsque l'on considère les événements triples isolés N_3.

Cette constatation se résume ainsi : soit un sélecteur triple classique dont on écarte les trois compteurs de manière bilatérale depuis 1 m jusqu'à 10 m, nous observons une différence inférieure à 10 pour 100 sur la fréquence : résultat déjà connu.

Prenons six compteurs identiques en parallèle et en anticoïncidence avec les trois premiers, le comptage subira une réduction très importante dans le rapport 100 à 8 environ et nous constaterons que la fréquence de ce résidu dépend de la distance d'une manière beaucoup plus accentuée.

D'après l'enregistrement fait à Paris, nous avons classé les événements N_3 de manière à réaliser les trois expériences suivantes (*fig.* 3) :

1° Trois compteurs à 0,25 m : six compteurs de blocage;

2° Trois compteurs à 4 m : six compteurs de blocage;

3° Trois compteurs à 11 m (distance moyenne) : six compteurs de blocage.

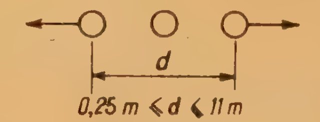


Fig. 3.

Compte tenu du nombre de combinaisons possibles dans ce cas, on trouve les nombres 149, 9 et 2,5.

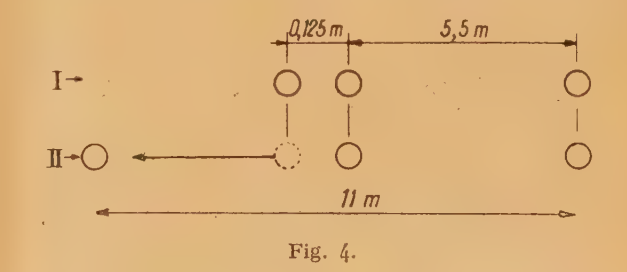


Fig. 4.

Nous pouvons de même réaliser l'expérience fictive d'écartement unilatéral (*fig.* 4), le rapport entre les deux nombres correspondant aux deux dispositions I et II de la figure est 1,9. Ce rapport

est indiqué à toute altitude par R dans le Tableau II.

Examinant d'une manière analogue les cas tels que N_4, nous trouvons également des effets de ce genre, mais plus atténués. Ils sont pratiquement négligeables pour les multiplicités supérieures à 4.

Si la présence des compteurs de blocage met en évidence une sensibilité particulière du sélecteur quant à la disposition des compteurs, nous savons que l'effet du blocage est d'annuler toutes les densités supérieures à une certaine valeur.

Soit en effet p le nombre de compteurs en coïncidence et n le nombre en anticoïncidence, la probabilité pour que les p compteurs soient touchés à l'exclusion des n autres est

$$P = (1 - e^{-\alpha})^p \, e^{-n\alpha}, \tag{4}$$

où $\alpha = \Delta S$.

Cette fonction passe par un maximum pour

$$\alpha = \frac{1}{S} \operatorname{Log} \frac{p+n}{n}.$$

Dans nos expériences,

$$\delta = 130 \text{ cm}^2, \qquad p + n = 9, \qquad n = 6,$$

P est alors maximum pour $\Delta = 15$ particules par mètre carré.

L'appareil se comporte donc dans ce cas comme un filtre passe-bande axé sur la densité moyenne égale à 15 particules au mètre carré.

Ces gerbes d'extension très modérée sont-elles de même nature que les gerbes locales, c'est-à-dire explicables par l'extension de ces dernières ? Nous ne le pensons pas du moins au niveau de la mer. En effet, le rapport R concrétisant leur présence n'est pas en relation avec la fréquence des gerbes locales en fonction de l'altitude et, en fait, il évolue peu, de même que la morphologie des gerbes étendues est relativement constante dans le domaine considéré.

Expériences en altitude. — Une première série d'expériences a été réalisée à bord d'un bombardier lourd du type *Halifax*. La disposition des compteurs étant la même qu'au sol et les boîtes à compteurs placées aussi près que possible de la paroi supérieure de l'avion (*fig.* 6).

Dans le Tableau II figurent les valeurs et rapports expliqués antérieurement. Nous avons tenu compte des pertes dues au temps mort de l'appareillage (*voir* première partie : Enregistreur).

La comparaison des courbes relatives aux gerbes locales et étendues montre l'existence d'un parallélisme absolu entre 3 et 7000 m (*fig.* 5), le rapport $\frac{PG}{GG}$ qui était au sol égal à 32 pour 100, passe à la valeur constante de 6 pour 100 entre ces deux limites.

Ceci entraîne, du moins nous le croyons, l'existence de gerbes secondaires locales, à l'intérieur des grandes gerbes, auxquelles se rattacherait l'effet expliqué plus haut. Cette extension réduite et peu dense est généralement noyée par les grandes densités, ce qui explique son caractère discret.

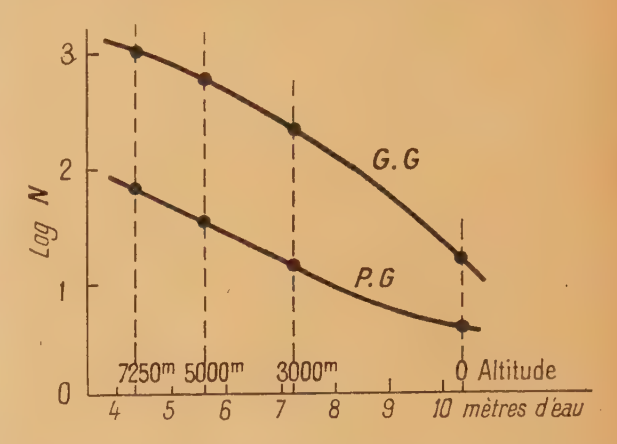


Fig. 5. — Variation du nombre N par 100 mn des petites et des grandes gerbes en fonction de l'altitude. Les erreurs statistiques sont inférieures ou égales à 3 pour 100 pour les grandes gerbes et 10 pour 100 pour les petites.

Sur nos enregistrements, les gerbes locales sont donc peu représentées dans l'ensemble des événements, cependant le nombre de triples centrales (PG) est dix fois plus grand que le nombre moyen de triples apportées par les grandes gerbes (GG) sur un des groupes (A ou C).

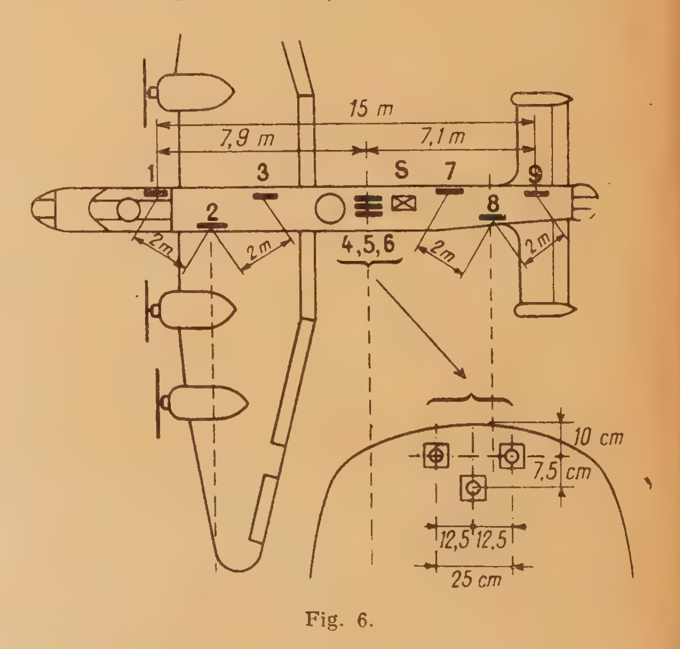


Fig. 6.

D'après ces résultats, les gerbes locales observées au niveau de la mer résultent d'un apport important de gerbes supplémentaires qu'il est d'usage d'attribuer à la décomposition de mésons dans la basse atmosphère. Ces dernières doivent présenter un

accroissement de fréquence, en fonction de l'altitude, plus lent que ne l'indique la courbe entre le sol et 3 km et leur proportion à ce niveau doit être assez faible.

Absorbtion. — La courbe d'absorbtion dans l'air n'est pas exponentielle et, d'autre part, elle peut être affectée par des effets dus à la raréfaction de l'air allongeant le parcours des rayons et le développement général, on ne peut donc définir qu'un coefficient d'absorbtion moyen de l'ordre de 140 g : cm².

Variation de densité. — Nous avons calculé le γ par la méthode de variation de surface [1] en comparant le comptage de trois compteurs fixes pris dans les groupes A, B, C au comptage de trois compteurs de surface triple représentés par 1, 2, 3, 4, 5, 6 et 7, 8, 9 en parallèle.

Le premier cas bénéficie d'une multiplication par 27, résultant du nombre de combinaisons possibles et le deuxième cas représente environ un tiers du nombre total d'événements, la précision est donc assez bonne.

Dans ces conditions, nous trouvons que la densité des gerbes augmente avec l'altitude. Ce fait est confirmé par l'évolution d'autres rapports relevés sur nos enregistrements et par les mesures de Daudin au Pic du Midi.

Les valeurs trouvées pour γ, aux diverses altitudes, sont indiquées Tableau II.

Effet de transition des photons. — Cette série d'expériences ne permettant pas d'utiliser de grandes quantités de plomb, nous avons essayé de mieux différencier les phénomènes en utilisant l'effet de transition des photons, comme l'avaient montré Daudin et Fréon [3].

En entourant les neuf compteurs de cylindres de plomb bien ajustés de 4 mm d'épaisseur, on favorise la matérialisation des photons d'énergie comprise entre 200 et 2 MeV, c'est-à-dire du même ordre ou plus petite que l'énergie critique, très nombreux dans l'air, leur perte d'énergie par radiation étant alors particulièrement faible et leur trajet pouvant atteindre 700 m.

Dans le plomb, l'énergie critique passe de $1,5.10^9$ à 10^7 eV et le maximum de l'effet de transition est obtenu vers 7 mm, correspondant à leur parcours moyen.

Avec 4 mm de plomb, nous avons obtenu au sol une différence nette entre les PG et les GG, les rapport de fréquence $\frac{\text{avec plomb}}{\text{sans plomb}}$ étant alors

$$PG = 1,92 \pm 0,2 \qquad \text{et} \qquad GG = 1,56 \pm 0,15.$$

La même expérience, réalisée à 5 km d'altitude, montre une différence peu sensible à la limite des erreurs probables :

$$PG = 1,76 \pm 0,15 \qquad \text{et} \qquad GG = 1,55 \pm 0,05.$$

Ces mesures nous fournissent des indications assez vagues, montrant cependant que les gerbes locales au sol ont un spectre d'énergie plus décroissant, en accord avec l'hypothèse de leur origine, celle de la décomposition des mésons.

3. Conclusions.

On peut tirer des expériences que nous venons de décrire les conclusions suivantes :

a. Les résultats obtenus sont en bon accord avec les prévisions déduites des calculs de Daudin publiés précédemment [1].

b. Les grandes gerbes croissent en fréquence jusqu'à l'altitude maximum (7200 m) que nous avons pu atteindre; on peut noter cependant à cette altitude une légère diminution de la pente de la courbe (*fig.* 5), les résultats sont en accord avec ceux de Kraybill [4], qui a pu trouver un maximum de fréquence vers 10 000 m.

c. La densité moyenne des grandes gerbes croît avec l'altitude. On observe une diminution de l'exposant γ de la loi de distribution des densités. Il passe d'une valeur voisine de 1,6 au niveau de la mer à 1,4 à 7200 m. Cette variation paraît significative, toute erreur due à la disposition et la surface des compteurs est exclue du fait que le même appareil a été employé. Toutes les mesures en altitude ont été effectuées sans modification de l'installation de l'appareil à bord de l'avion.

d. On constate un excès relatif des petites gerbes (PG) au niveau de la mer, sans doute des gerbes de désintégration de mésons. Cet excès se trouve noyé en altitude par l'augmentation plus rapide des grandes gerbes (GG). Entre 3000 et 7200 m, le rapport $\frac{PG}{GG}$ est constant. Il serait intéressant de pouvoir suivre l'augmentation des PG au delà du maximum des GG.

e. On a mis en évidence par l'étude des coïncidences triples isolées (trois compteurs en coïncidence, six en anticoïncidence) l'existence, sur une base maximum de 11 m d'envergure, d'un effet de décohérence marqué, provenant de gerbes de faible densité et liées aux grandes gerbes, ainsi que le montre leur variation avec l'altitude.

Dans une prochaine publication, nous exposerons l'étude du pouvoir pénétrant de ces gerbes au niveau de la mer au moyen du même appareillage.

Nous tenons en terminant, à remercier ici les officiers du Bureau Scientifique de l'Armée de l'Air, qui ont rendu possibles les mesures en altitude, les officiers et le personnel de la Base aérienne de Bordeaux-Mérignac, qui nous ont permis d'en assurer l'exécution dans d'excellentes conditions.

Manuscrit reçu le 16 décembre 1948.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] FRÉON et MAZE, *J. Phys. Radium*, Fr, 1948, **9**, p. 301.

[2] DAUDIN, *J. Phys. Radium*, Fr., 1947, **8**, p. 301.

[3] DAUDIN et FRÉON, *C. R. Acad. Sc.*, Paris, 1942, **214**, p. 662.

[4] KRAYBILL, *Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **73**, p. 632.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. SÉRIE VIII, TOME X, MARS 1949.

LES MOUVEMENTS EN HÉLICE DES PARTICULES EN SUSPENSION DANS L'AIR

Par PIERRE TAUZIN.
Poudrerie Nationale de Vonges.

Sommaire. — Le présent article est relatif aux mouvements en hélice que décrivent certaines particules en suspension dans l'air lorsqu'on les éclaire fortement. On donne des microphotographies du phénomène. On montre que, dans certains cas, ces hélices sont bien distinctes du mouvement brownien; dans d'autres cas, où le phénomène est faible, il est difficile de l'en distinguer. L'existence de ce mouvement en hélice paraît liée à la présence de l'air autour des particules.

1. **Préambule et but du travail.** — Les études sur la photophorèse des particules en suspension dans l'air ont révélé l'existence d'un phénomène curieux [1], [2], [3]. Lorsqu'on observe certains mouvements de ces particules avec des microscopes de faible grossissement, ils paraissent au premier abord rectilignes. Mais, en utilisant des microscopes plus puissants, on voit que ces mouvements rectilignes ne sont qu'une première approximation. D'abord, le mouvement brownien produit toujours des irrégularités sur les trajectoires. Mais, en outre, on constate souvent l'existence, de part et d'autre de la trajectoire, de mouvements oscillatoires plus ou moins amples. Comme je le montrerai tout à l'heure, on a des raisons de soupçonner que ces oscillations sont la projection sur le plan d'observation, d'hélices décrites par les particules.

Si ces mouvements oscillatoires sont très nets dans certains cas, dans d'autres, au contraire, on doit se demander s'ils ne sont pas la conséquence du mouvement brownien. Pour préciser la question, je vais indiquer dans ce travail des cas indiscutables où les hélices observées sont bien distinctes du mouvement brownien et sont produites par la lumière. Je montrerai également que, si l'on ne prend pas de précautions pour éviter les trépidations des appareils, on peut voir des hélices causées par des vibrations parasites.

2. **Description de l'appareillage utilisé.** — Sauf pour l'obtention du cliché 12, sur lequel on a justement voulu montrer l'effet de vibrations parasites, les expériences ont été conduites de manière à éliminer les vibrations parasites et les trépidations. Elles ont été exécutées dans un lieu retiré, à la campagne, à la Poudrerie de Vonges, dans la Côte-d'Or.

La circulation des véhicules était pratiquement nulle. Le laboratoire était constitué par une baraque en bois. La toiture et les murs comportaient des ouvertures fermées par des panneaux que l'on pouvait à volonté enlever pour utiliser les rayons solaires. Il n'y avait pas de plancher. Les tables portant les appareils reposaient directement sur le sol.

L'éclairage des particules se faisait, soit par le soleil, soit par la lampe Philips Philora SP.500. On n'a pas utilisé de filtre à solution de sulfate de cuivre pour absorber les rayonnements infrarouges de ces sources. Malgré cela, il n'y a pas eu d'échauf-

fement des cuves provoquant des mouvements de convection des particules.

a. Dispositif utilisant le soleil. — Les rayons solaires sont concentrés au centre de la cuve à particules à l'aide d'un objectif F (*fig.* 1). L'appareil d'observation est un microscope possédant une chambre photographique Zeiss Miflex à oculaire latéral.

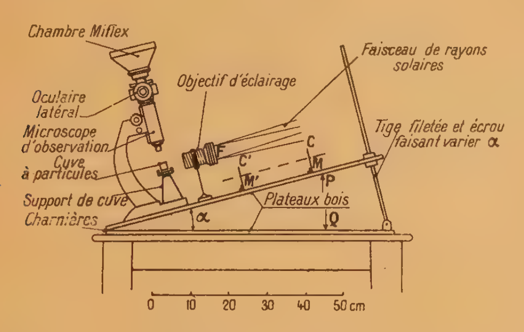


Fig. 1. — Montage d'ultramicrophotographie utilisant le soleil.

Tout cet ensemble est fixé sur une planchette P que l'on peut orienter à volonté, de façon que l'axe de l'objectif d'éclairage soit constamment dirigé vers le soleil. Pour permettre cette orientation, la planchette P est reliée par une charnière à une planchette Q posée sur une table. Une tige filetée permet d'ouvrir plus ou moins le dièdre PQ. L'orientation de la planchette se fait en deux temps. On place le dièdre PQ de façon que son arête soit perpendiculaire à la direction des rayons solaires, et l'on donne ensuite à ce dièdre l'angle convenable pour que l'axe de l'objectif d'éclairage soit dirigé vers le soleil.

Un petit dispositif simple qui m'a été indiqué par M. A. Cotton facilite beaucoup le réglage précédent. Il est constitué par une feuille de carton C percée d'un trou M, et en face de laquelle se trouve une autre feuille de carton C′. Les rayons passant par le trou M, frappent la feuille C′ en un point M′. On marque une fois pour toutes, avec un crayon, la position de ce point M′, lorsque le faisceau solaire est parfaitement réglé dans la cuve. Par la suite, le réglage du support se fait en orientant le dièdre PQ et en l'ouvrant plus ou moins pour amener le rayon passant par M à tomber en M′.

Le dispositif précédent a été construit pour suivre des déplacements rapides des particules sous l'action de la photophorèse. Dans les expériences en question, la chute des particules était beaucoup plus faible que la photophorèse, et l'on pouvait la négliger, car elle avait simplement pour effet de faire sortir à la longue la particule du champ de visée.

b. Dispositif utilisant la lampe SP.500. — Le dispositif est analogue à celui qui a été décrit dans un travail antérieur [4]. J'en rappelle les principes essentiels.

L'image de la lampe est faite au centre de la cuve à particules par un objectif de microscope. On observe à angle droit du faisceau avec un microscope horizontal. Le faisceau lumineux issu de la lampe SP.500 peut être horizontal ou vertical. La cuve comporte deux électrodes pour l'application du champ électrique.

Lorsque le faisceau est horizontal, le champ électrique est vertical. Sur la figure 2, on a représenté le dispositif d'éclairage de ce montage. La chambre d'ultramicrophotographie est placée en face de la cuve à particules. On n'a pas pu la faire figurer, car son axe est horizontal et perpendiculaire au plan de figure.

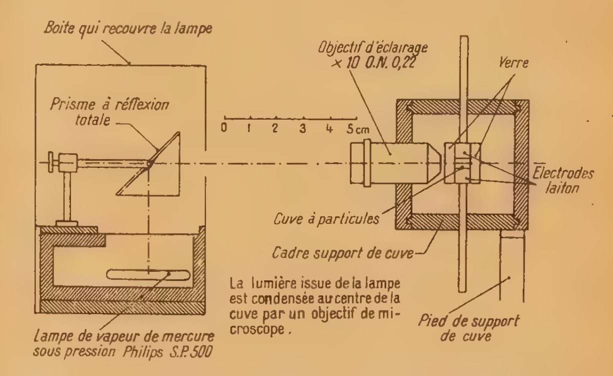


Fig. 2. — Dispositif d'éclairage d'ultramicrophotographie avec lampe SP.500 : le faisceau lumineux est horizontal et le champ électrique vertical.

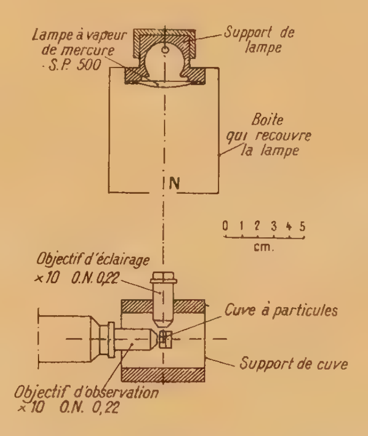


Fig. 3. — Dispositif d'éclairage d'ultramicrophotographie avec lampe SP.500 : le faisceau lumineux est vertical et le champ électrique horizontal.

Lorsqu'on utilise un faisceau vertical, le champ électrique est horizontal. Ce montage est représenté sur la figure 3. Toutefois, dans le présent travail, on a apporté aux dispositifs décrits dans les *Cahiers de*

Physique quelques perfectionnements dont les plus importants ont eu pour but de soustraire la cuve et la chambre photographique aux vibrations parasites.

La lampe et la palette interruptrice du faisceau, portées chacune par un support, sont placées sur des tables séparées. Les pieds de ces tables reposent sur des plaques de caoutchouc qui empêchent la transmission au sol des vibrations produites par ces appareils.

Le support de cuve et l'appareil de microphotographie sont portés chacun par une table lourdement chargée reposant directement sur le sol, sans caoutchouc interposé.

Le modèle de cuve décrit dans les *Cahiers de Physique* a été un peu modifié; pour rendre le champ plus uniforme, on a rapproché les électrodes (distance 3 mm) et l'on a placé les verres à l'extérieur des électrodes (*fig.* 2).

Le groupe moto-pompe qui fait circuler l'eau dans la lampe a été placé sur une caisse remplie de sable; cette caisse repose elle-même sur des plaques de caoutchouc posées sur le sol.

3. **Poussières de matières colorantes dans un faisceau de rayons solaires.** — Il y a des cas où les mouvements oscillatoires ou en hélice sont particulièrement nets, et où il est hors de doute qu'ils sont distincts du mouvement brownien ou de mouvements parasites. Observons, par exemple, des poussières de matières colorantes diverses (bleu alcalin 6 B, bleu d'induline, indigotine, brun organol, base de rhodamine B, nigrosine, fuschine) éclairées par un faisceau solaire intense. On aperçoit des particules photopositives et photonégatives; elles se déplacent en décrivant des oscillations de grande amplitude qui semblent correspondre à des hélices de très grand rayon. Lorsqu'on met un verre absorbant sur le faisceau, la photophorèse cesse et les hélices disparaissent; le mouvement brownien subsiste, mais il est d'un ordre de grandeur beaucoup plus petit que le rayon des hélices, c'est donc la lumière qui est ici la cause des hélices.

On peut voir ces hélices sur le cliché 1 qui se rapporte à des poussières de bleu alcalin. Ce cliché a été obtenu sans déclencheur mécanique photographique, simplement avec un papier noir que l'on mettait ou que l'on enlevait devant l'objectif d'éclairage. Il n'y avait donc aucune vibration parasite possible. On a photographié ensuite les mêmes phénomènes en utilisant un déclencheur au 1/10e de seconde, ce qui permet d'évaluer le nombre de spirales par seconde. C'est ainsi qu'ont été tirés les clichés 2, 3, 4, 5 qui se rapportent, les deux premiers, à des poussières de bleu alcalin, les deux autres, à des poussières d'indigotine. On y aperçoit des fragments de trajectoire qui comportent des nombres de vibrations différents pendant le même temps. De même, sur le cliché 6, on voit deux oscillations pour la trajectoire *a*, et seize pour la trajectoire *b*. Le fait que ces nombres sont différents prouve qu'il ne peut pas s'agir, dans ce cas, de vibrations parasites.

Enfin, sur tous ces clichés, l'examen des oscillations à la loupe montre que les traits qui dessinent deux branches successives d'une oscillation n'ont pas la même épaisseur. Ceci est particulièrement net et visible à l'œil nu sur la trajectoire *a* du cliché 6, d'autant plus que, dans ce cas, le rayon de l'hélice est grand. L'effet s'explique par un déplacement en profondeur de la particule; l'une des deux branches de chaque oscillation correspond à la sortie de la particule hors du plan de mise au point.

On a également observé, dans un faisceau de rayons solaires, les gouttelettes obtenues en pulvérisant les solutions aqueuses ou huileuses des matières colorantes dont on a étudié les poussières. Pour ces gouttelettes, on n'a pas obtenu de mouvements en hélices.

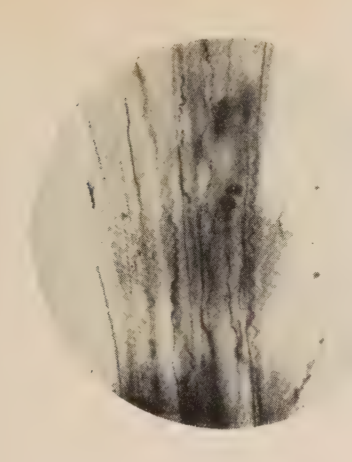
4. **Étude des poussières précédentes dans un faisceau de lumière de la lampe SP.500.** — Avec la lampe SP.500, la photophorèse est beaucoup moins intense et avec elle le phénomène des hélices. Toutefois, pour les particules d'indigotine, ces hélices sont très nettes comme le montrent les deux clichés 7 et 8, sur lesquels on aperçoit, en outre, la photophorèse.

On a étudié aussi ces hélices en soumettant les particules à un champ électrique perpendiculaire au faisceau lumineux. En lumière faible, lorsque les particules oscillent dans le champ électrique, on observe seulement de légères ondulations analogues à celles qui se produisent pour la magnésie et l'huile de vaseline et que nous décrivons plus loin.

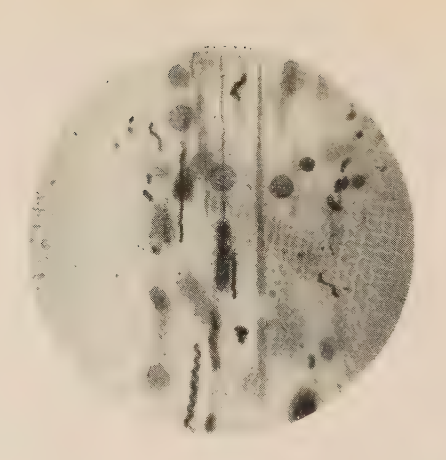
En présence de lumière intense, on a pu obtenir des déplacements en hélice dans le champ électrique. On aperçoit ces phénomènes sur les trajectoires *a* des clichés 9 et 10 qui se rapportent à des poussières d'indigotine.

L'étude de ces hélices dans un champ électrique parallèle à la direction du faisceau lumineux serait, elle aussi, bien intéressante, mais il est très difficile d'établir un champ électrique bien uniforme suivant l'axe d'un faisceau lumineux.

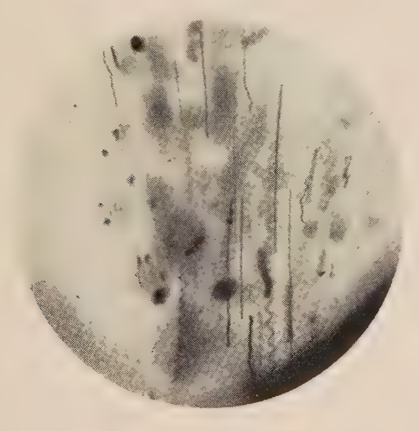
5. **Particules de magnésie et d'huile de vaseline éclairées par la lampe SP.500 et soumises au champ électrique.** — Il y a des cas, fort nombreux, où il n'est pas très facile de se prononcer sur l'origine des ondulations que l'on observe sur les trajectoires. Observons, par exemple, les particules de magnésie provenant de la combustion du magnésium et les gouttelettes d'huile de vaseline qui, les unes et les autres, sont insensibles à la photophorèse; en mouvement un peu rapide, sous l'action d'un champ électrique, elles présentent bien au cours de leur déplacement des ondulations de faible amplitude qui sont d'autant plus nettes que



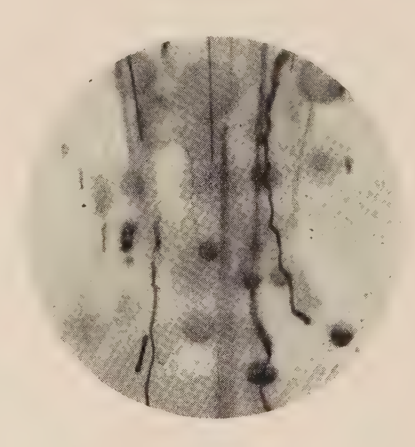
Cliché 1. — Particules de bleu alcalin éclairées par un faisceau de rayons solaires suivant le montage de la figure 1. Le soleil était à 30° environ au-dessus de l'horizon. La photophorèse est positive. Durée de prise du cliché 2 à 3 sec environ. Grandissement 34.



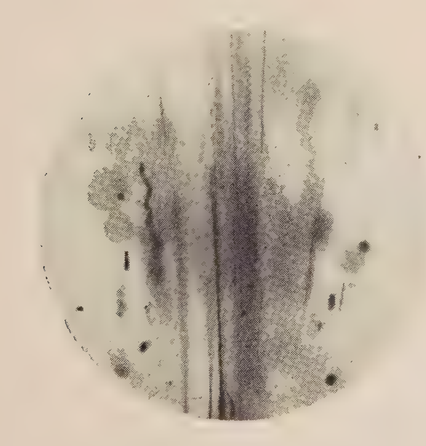
Cliché 2. — Particules de bleu alcalin éclairées comme pour le cliché précédent. Durée de prise du cliché : 0,1 sec. Grandissement 34.



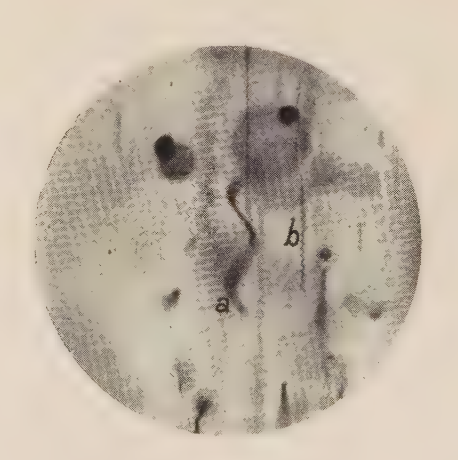
Cliché 3. — Particules de bleu alcalin éclairées comme pour le cliché précédent. Durée de prise du cliché : 0,1 sec. Grandissement 34.



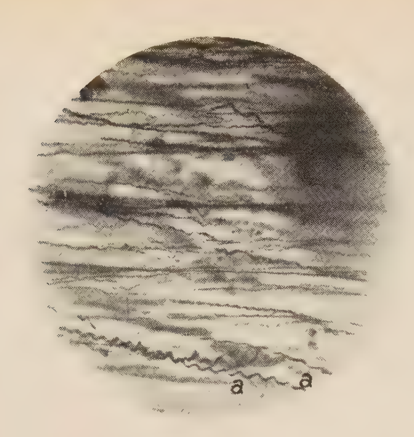
Cliché 4. — Poussières d'indigotine éclairées comme pour le cliché précédent. Durée de prise du cliché : 0,1 sec. Grandissement 34.



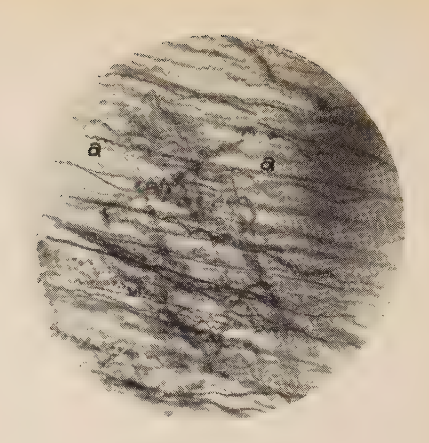
Cliché 5. — Poussières d'indigotine éclairées comme pour le cliché précédent. Durée de prise du cliché : 0,1 sec. Grandissement 34.



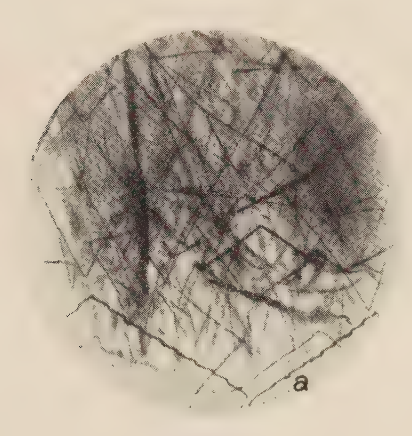
Cliché 6. — Poussières d'indigotine éclairées comme pour le cliché précédent. Durée de prise du cliché : 0,1 sec. On voit, de plus, que la trajectoire *a* comporte deux oscillations doubles pour 0,1 sec et que la trajectoire *b* comporte, pendant le même temps, 16 oscillations doubles. Grandissement 34.



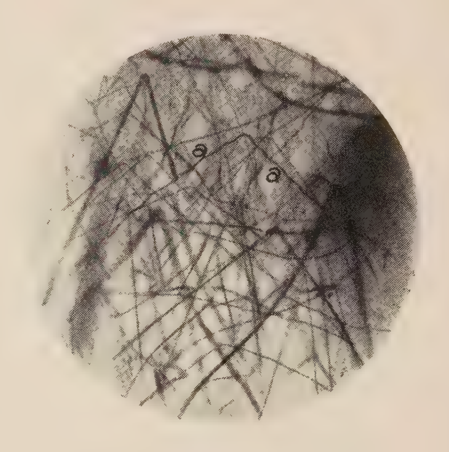
Cliché 7. — Poussières d'indigotine éclairées par un faisceau lumineux issu d'une lampe SP.500 (*voir* montage figure 2). La lumière vient de gauche (direction →). Le champ électrique est nul. La chute est verticale (direction ↓). La photophorèse est positive. *Voir* le mouvement en hélice sur la trajectoire *a*. Grandissement 34.



Cliché 8. — Poussières d'indigotine éclairées par un faisceau lumineux issu d'une lampe SP.500 (*voir* montage figure 2). La lumière vient de gauche (direction →). Le champ électrique est nul. La chute est verticale (direction ↓). La photophorèse est positive. *Voir* le mouvement en hélice sur la trajectoire *a*. Grandissement 34.



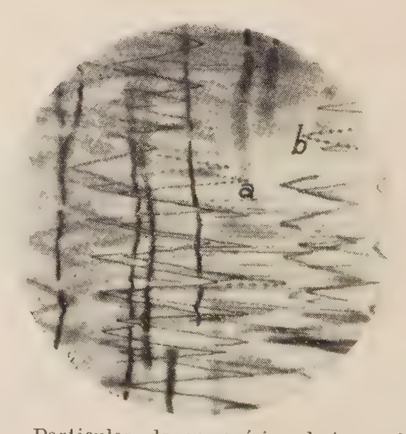
Cliché 9. — Poussières d'indigotine éclairées par un faisceau lumineux venant de la gauche (direction →) et issu d'une lampe SP.500 (montage figure 2). Les particules sont en outre soumises à un champ électrique alterné vertical d'environ 330 V : cm (durée d'une oscillation simple : 1,15 sec). *Voir* le mouvement en hélice décrit par la particule *a*. Grandissement 34.



Cliché 10. — Poussières d'indigotine éclairées par un faisceau lumineux venant de la gauche (direction →) et issu d'une lampe SP.500 (montage figure 2). Les particules sont en outre soumises à un champ électrique alterné vertical d'environ 330 V : cm (durée d'une oscillation simple : 1,15 sec). *Voir* le mouvement en hélice décrit par la particule *a*. Grandissement 34.



Cliché 11. — Particules de magnésie éclairées par un faisceau lumineux vertical (montage figure 3) venant du haut, et issu d'une lampe SP.500. Les particules sont soumises à un champ électrique alterné horizontal d'environ 330 V:cm (durée d'une oscillation simple : 1,15 sec). On aperçoit seulement des ondulations sur les trajectoires. Pendant les interruptions périodiques du faisceau, visibles sur les trajectoires (voir *Cahiers de Physique*, n° 20, 1944, p. 33), le champ électrique est dirigé de gauche à droite. Grandissement 34.



Cliché 12. — Particules de magnésie photographiées dans les mêmes conditions que pour le cliché précédent. Mais, à la différence de ce qui s'est passé pour le cliché précédent, l'appareil photographique, insuffisamment consolidé, a vibré quand on a ouvert le déclencheur. Les premières oscillations présentent des hélices très nettes (par exemple en *a* et *b*), qui disparaissent sur les oscillations suivantes. Grandissement 34.

la particule reste mieux au point (*voir* cliché 1 1). Toutefois, on hésite vraiment à affirmer que ces fines ondulations ne sont pas causées par le mouvement brownien.

6. **Hélices produites par des vibrations parasites.** — Enfin, il est hors de doute que les vibrations parasites des appareils peuvent provoquer l'apparition de mouvements en hélice. C'est ce qu'on peut voir sur le cliché 12 relatif à des particules de magnésie tombant en oscillant dans un champ électrique alterné horizontal. Ces particules ont été, au préalable, chargées en approchant de la cuve un tube contenant un sel de radium. Certaines branches d'oscillations portent la trace de spirales très nettes qui n'existent pas sur les autres branches. Comme on le voit sur ce cliché, les branches en question sont celles du début de la trajectoire, c'est-à-dire correspondent à l'ouverture de l'obturateur photographique. Les vibrations de l'appareil photographique s'amortissent ensuite et les spirales disparaissent; les branches non perturbées n'accusent alors que les légères ondulations dont nous avons parlé au paragraphe précédent.

Un effet analogue peut s'observer sur le cliché 8 du travail que j'ai publié aux *Cahiers de Physique*, avril 1944, n° 20, p. 42. La trajectoire 3 est perturbée au début par de légères oscillations qui s'amortissent ensuite, pour réapparaître après la coupure du faisceau lumineux, s'amortir à nouveau, et réapparaître encore après la coupure suivante. La palette interruptrice du faisceau a dû causer, dès qu'elle était mise en mouvement par l'électro-aimant, des vibrations de la cuve à particules, qui se sont transmises à cette cuve par la table et le support de cuve.

En ce qui concerne le bleu alcalin et le bleu d'induline, il est indéniable que, dans un faisceau de rayons solaires, le phénomène des hélices existe vraiment. Ce phénomène existe aussi, pour les mêmes particules, éclairées par la lampe SP.500, mais il est plus faible qu'avec le soleil. A ce sujet, je veux revenir sur deux clichés que j'ai publiés autrefois à la *Revue Scientifique* [5], car il m'a semblé que, sur des clichés analogues, obtenus par la suite, les hélices, quoique existant réellement, étaient de rayons nettement plus petits.

Pour obtenir les deux clichés de la *Revue Scientifique*, la lampe, la palette interruptrice du faisceau, la cuve à particules et la chambre photographique avaient été montées sur la même table dans une salle du laboratoire; bien qu'on ait mis des plaques de caoutchouc sous les trois pieds du support de Bouty auquel était fixé le dispositif d'interruption du faisceau, et sous les pieds de la table qui portait l'ensemble de l'appareillage, le montage était moins satisfaisant que celui que j'ai utilisé en plein air, et que je décris dans cet article. Il se peut que, sur les deux clichés en question, les hélices causées par le faisceau, hélices qui, je le répète, existent réellement (comme le montrent, pour le bleu alcalin, les clichés 1, 2 et 3 de ce travail), aient été plus ou moins perturbées par des vibrations parasites. Il se peut aussi que la lampe SP.500 se soit trouvée accidentellement survoltée pendant la prise de ces deux clichés, ce qui a pu intensifier le phénomène. Je tenais à préciser ce point.

7. **Origine des mouvements en hélice des particules.** — Ehrenhaft [6] a cherché à expliquer ces mouvements en hélice en les comparant aux phénomènes d'enroulement des trajectoires des rayons cathodiques autour d'un champ magnétique. Où trouver, dans le cas qui nous occupe, le champ magnétique nécessaire ? Il faut, de toute évidence, le supposer exister dans la lumière, puisque les mouvements étudiés sont susceptibles de se produire sous l'action de la lumière seule. C'est ainsi qu'Ehrenhaft a fait l'hypothèse très osée suivante : Dans un faisceau parallèle, existent un champ électrique et un champ magnétique constants ayant la direction du faisceau. On explique ainsi que les particules électrisées tournent autour du champ magnétique comme le font les rayons cathodiques. Mais l'hypothèse de l'existence du champ électrique introduit une possibilité de plus; on peut ainsi rendre compte d'un mouvement des particules autour de ce champ électrique. Il suffit de supposer que ces particules portent une charge magnétique unipolaire, et l'on sait effectivement que, dans le phénomène de la magnétophotophorèse, tout se passe comme si les particules qui y sont sensibles portaient une telle charge. La force qui sollicite les particules est, dans tous les cas, du type de celle de Laplace. Dans le champ magnétique, cette force est donnée par la formule

$$F = c\vec{v} \wedge \vec{Z},$$

où c est la charge électrique, $\vec{v}$ la vitesse de la particule, $\vec{Z}$ le champ magnétique. Dans le champ électrique, la force est donnée par la formule

$$f = \mu\vec{v} \wedge \vec{E},$$

μ étant la masse magnétique unipolaire portée par la particule, $\vec{v}$ sa vitesse, et $\vec{E}$ le champ électrique.

Il faut bien avouer, à l'encontre d'Ehrenhaft, que l'existence de ces deux champs magnétique et électrique constants dans la direction du faisceau paraît douteuse. Ajoutons que, même si l'on considérait cette hypothèse comme logique, il y a d'autres difficultés que j'ai déjà signalées ailleurs [7]. On peut bien, en effet, expliquer le mouvement en hélice d'une particule, en la supposant soumise à la force de Laplace; mais cette explication est seulement valable pour une particule dans le vide. Dans l'air,

la particule est soumise, en plus de la force de Laplace, à la force de viscosité de l'air $-6\pi\eta a\vec{v}$, et j'ai montré que, dans ces conditions, le mouvement en hélice ne peut pas subsister et que la particule tend rapidement vers une position limite.

On pourrait rendre plausible, sinon justifier, une explication faisant intervenir la force de Laplace; pour cela, il faudrait supposer la particule soumise dans l'air, non pas à la force de Laplace, mais à une force égale à cette dernière augmentée du terme : $+6\pi\eta a\vec{v}$, qui s'annulerait avec l'effet de viscosité de l'air : $-6\pi\eta a\vec{v}$.

C'est ce qui fait penser que l'air joue un rôle dans la production de ces mouvements en hélice; c'est là qu'il faut probablement en chercher l'origine.

8. Remarques sur le mouvement brownien et le mouvement en hélice. — Les faits exposés dans ce travail permettent d'apporter quelques précisions sur la question suivante : le mouvement brownien est-il influencé lorsqu'on modifie l'intensité du faisceau d'éclairage ?

Gouy, qui avait fait varier, dans de larges limites, l'intensité du faisceau, avait répondu non. Cette conclusion, vraie peut-être pour les hydrosols, n'est pas satisfaisante pour les aérosols. Certes, il n'est pas question d'affirmer ici que l'intensité de la lumière influe sur le mouvement brownien proprement dit; mais le mouvement en hélice, que l'on sait augmenter avec l'intensité du faisceau, se superpose au mouvement brownien et il peut être très difficile de l'en séparer.

Un cas typique à cet égard est celui des aérosols formés par des poussières de matières colorantes. Nous avons vu que, lorsqu'on met un verre absorbant sur le faisceau qui éclaire ces poussières, on fait diminuer le rayon des hélices en même temps d'ailleurs que la photophorèse. Donc, lorsqu'on éclaire le même aérosol par un faisceau d'intensité moyenne, il reste un résidu de mouvement en hélice, difficile à discerner, et qui se superpose au mouvement brownien; on ne peut pas déterminer la part qui revient à chacun des deux phénomènes. Même pour des aérosols qui, en lumière intense, présentent simplement des oscillations et non des hélices nettes, on peut se demander si, en lumière atténuée, il n'y a pas superposition, au mouvement brownien, d'un faible résidu de mouvement en hélice.

En faveur de cette façon de voir, il y a le fait, étrange *a priori*, remarqué par M. Ehrenhaft et par moi-même, que bien souvent, le mouvement brownien des fumées paraît être augmenté lorsqu'on éclaire plus fortement les particules. J'avais tout d'abord pensé qu'il s'agissait là d'une illusion d'optique, et que lorsqu'on augmente l'intensité de la lumière, un plus grand nombre de cellules de la rétine étaient irradiées. Cette interprétation est assez hypothétique, tandis que l'explication qui fait intervenir le mouvement en hélice semble bien plus naturelle (1). C'est en observant, avec la lumière solaire, les magnifiques hélices décrites par les poussières de matières colorantes, en particulier de l'indigotine, que l'on a soupçonné l'influence perturbatrice possible de ce phénomène sur le mouvement brownien en lumière d'intensité moyenne.

Nous avions signalé ailleurs que les phénomènes de photophorèse longitudinaux et transversaux pouvaientmodifier la vitesse de chute des particules. Ici, nous voyons que les mouvements hélicoïdaux peuvent troubler le mouvement brownien. Ceci indique une fois de plus que, lorsqu'on étudie les mouvements des particules, il faut se méfier des effets produits par l'intensité de l'éclairage utilisé.

(1) Pour les particules qui absorbent fortement l'énergie lumineuse, une autre explication est possible, en envisageant la possibilité d'une sorte d'effet radiométrique. Une molécule, lorsqu'elle frappe une particule, s'échauffe et rebondit en augmentant sa vitesse, ce qui augmente l'impulsion subie par la particule.

Note ajoutée lors de la correction des épreuves. — Les douze clichés photogravés ont dû être réduits dans le rapport 17 : 20 pour pouvoir être reproduits sur deux pages de papier couché. Cette circonstance a malheureusement diminué la visibilité des hélices les plus fines.

Manuscrit reçu le 8 novembre 1948.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Whytlaw Gray et Patterson, Smoke, Edward Arnold and Co, London, 1932, p. 122.

[2] F. Ehrenhaft, *The movement of solid bodies in sunlight* (*Bulletin of the American Physical Society*, 9, 10 novembre 1945).

[3] P. Tauzin et L. Rault, *Bulletin de la Société française de Physique*, 1946, p. 19 S.

[4] P. Tauzin, *Cahiers de Physique*, mars 1944, n° **19**, p. 2; avril 1944, n° **20**, p. 26.

[5] P. Tauzin, *Revue Scientifique*, 83e année, p. 276 et 277.

[6] F. Ehrenhaft, *Bulletin of the American Physical Society*, New-York Meeting 24, 25, 26 janvier 1946.

[7] P. Tauzin, *C. R. Acad. Sc.*, 1947, **225**, p. 350.

SUR L'EXISTENCE DE L'EMBRANCHEMENT β DU Ra *A* ET DE L'ISOTOPE 218 DU RADON

Par R. J. WALEN.
Institut du Radium, Paris.

Sommaire. — Une étude à l'amplificateur proportionnel du dépôt actif du radon montre que, outre un émetteur α dérivant du Ra *A*, identifié comme étant le At 218 et signalé par Karlik et Bernert, il existe un second émetteur α dérivant de ce dernier. Ce nouvel émetteur α est identifié comme étant le Rn 218, de période 1,3 s, présent dans le radon normal à l'équilibre en proportion de 10^{-12} en nombre d'atomes.

Introduction. — En 1943, Karlik et Bernert [1] signalèrent l'existence dans le dépôt actif du radon d'un rayonnement α d'énergie intermédiaire entre celles du Ra *A* et Ra *C'*. Leur travail faisait suite à un autre travail, de Minder [2], réfuté par la suite, décrivant une anomalie dans l'accumulation apparente du Ra *B* mesurée par son rayonnement β. Cette anomalie était expliquée par la présence d'un rayonnement β dans le Ra *A*, dû à un embranchement de l'ordre de 1 pour 100.

Le mode opératoire de Karlik et Bernert était le suivant :

Le radon purifié est introduit dans une petite ampoule vidée, fermée par une feuille de mica de 40 mm d'air équivalent, qui est placée rapidement (40 s après l'introduction du Rn) devant l'ouverture d'une chambre d'ionisation reliée à un amplificateur linéaire avec enregistrement photographique des impulsions. L'analyse des impulsions montre, en bon accord avec la courbe $E_\alpha = f(A, Z)$ (masse et numéro atomiques), un rayonnement α de parcours extrapolé 55,3 mm, proportionnel au Ra*A* et en proportion de $3 \cdot 10^{-4}$ par rapport à ce dernier. Quelques sondages avec le dépôt actif seul permettent d'éliminer le Rn comme substance mère.

Le rayonnement nouveau est par conséquent attribué au At 218 suivant le schéma

$$Rn^{222} \xrightarrow{\alpha} Ra\,A^{218} \begin{cases} \xrightarrow{\beta} At^{218} \xrightarrow{\alpha} \\ \xrightarrow{\alpha} Ra\,B^{214} \xrightarrow{\beta} \end{cases} Ra\,C'^{214}.$$

Je me suis proposé de reprendre cette étude pour les raisons suivantes :

a. Le dépouillement des enregistrements de Karlik et Bernert montre pour le rayonnement α du At 218 un spectre d'impulsions d'une largeur (plus de 0,8 MeV à la base) que ne peuvent expliquer les conditions géométriques, assez pauvres, ou le bruit de fond de l'amplificateur : la distribution des impulsions dues au At 218 touche, du côté des grandes énergies, celle due au Ra *C'*. Ceci laissait entrevoir la possibilité d'une structure complexe, et, en tous cas, rendait arbitraire la détermination du parcours correspondant.

b. Des essais préliminaires m'avaient montré la difficulté qu'il y avait à se débarrasser des protons d'origines diverses, et en particulier de ceux prenant naissance par projection d'atomes H.

c. A la précision des statistiques près, et en tenant compte du temps mort de 40 s précédant le début de la mesure, la période donnée par Karlik et Bernert ne pouvait que faire l'objet d'une limite supérieure.

d. Il restait à donner une preuve de la filiation, l'absence d'une période certaine attribuable au rayonnement observé ne permettant pas d'éliminer *a priori* l'hypothèse que celui-ci était un « long parcours » du Ra *A*. Seul le peu de vraisemblance théorique contrariait cette possibilité.

e. Énergétiquement possible, une bifurcation α dans l'élément At^{218} était intéressante à rechercher. Une telle bifurcation devait donner naissance au Rn 218.

Dispositifs expérimentaux. — L'ensemble du travail a été effectué avec un amplificateur proportionnel à enregistrement photographique par oscillographe mécanique et à vérification visuelle par oscillographe cathodique.

Trois chambres d'ionisation ont été utilisées :

Une chambre (A) à faible ouverture angulaire pour déterminer les parcours (*fig.* 1), une chambre (B) à grand angle solide, avec plateau et grille d'entrée sphériques (*fig.* 2), et enfin une chambre (C) de volume 1 l, pourvu d'un injecteur permettant d'étudier le comportement de gaz émetteurs α.

Cette chambre est en bakélite, rendue conductrice aux endroits convenables par l'aquadag et est ainsi peu sensible aux rayons γ.

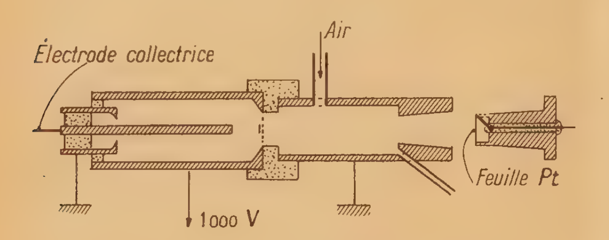


Fig. 1. — Chambre d'ionisation A (schéma).

Les chambres A et B comportent toutes les deux une circulation d'air intérieure dirigée dans le canaliseur et destinée à empêcher l'entrée, dans l'espace proprement dit de la chambre de produits actifs provenant de la source. Un champ magnétique (8000 gauss) élimine les rayons β du Ra *B* qui augmentent le niveau du bruit de fond. Ces chambres sont pourvues d'un thermomètre et d'un manomètre différentiel non figurés sur le dessin. Afin d'assurer la plus grande homogénéité possible aux rayonnements, les chambres A et B ne comportent pas de feuilles minces d'entrée, mais uniquement des grilles à mailles serrées.

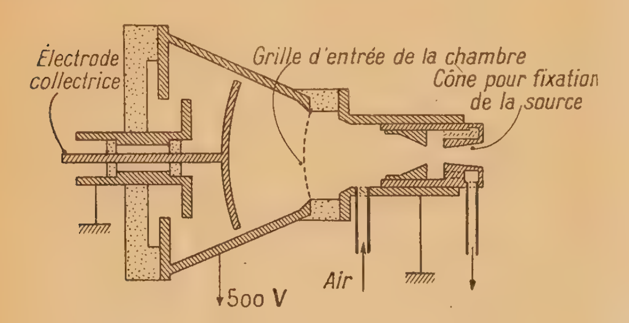


Fig. 2. — Chambre d'ionisation B (schéma).

La chambre A est strictement proportionnelle grâce à une électrode collectrice coaxiale, qui, par ailleurs, est assez fine pour ne pas intercepter plus de 2 pour 100 des rayons α incidents.

La chambre B, où les rayons entrent parallèlement aux lignes de force du champ électrique, n'est pas entièrement proportionnelle par suite de la constante de temps de 1/1000e de seconde nécessaire aux enregistrements rapides. A cause de la symétrie sphérique, un étalonnage préalable par rayons α du polonium est nécessaire, et suffisant, pour l'interprétation des courbes. La chambre B possède un diaphragme supplémentaire qui peut être mis en place en cours d'expérience afin de diminuer l'intensité du rayonnement lorsque celui-ci, par suite de la croissance du dépôt actif, dépasse la capacité du système amplificateur-oscillographe.

Dans les expériences avec les chambres A et B, le trajet des rayons α préalable à leur passage par la grille d'entrée est toujours tel que les rayons du Ra *A* ne sont pas enregistrés. Occasionnellement, la source est reculée, afin de supprimer aussi l'arrivée des rayons α de 55 mm et de conserver seulement ceux du Ra *C'*.

Les dispositifs expérimentaux ont subi beaucoup de modifications successives par suite des difficultés suivantes :

La préparation d'un dépôt actif assez bien défini, à courte accumulation et strictement dépourvu de radon ainsi que des corps A, B et C autres que ceux provenant de l'accumulation dans l'espace d'activation, exige une filtration difficile du radon, ainsi qu'un chauffage de la source délicat à régler. Un chauffage trop fort provoque en effet un départ de Ra *A* par volatilisation, tandis qu'un chauffage trop faible laisse subsister du radon occlus.

Dans les expériences avec Rn en ampoule fermée par mica mince, on observe facilement et avec une intensité notable des protons provenant d'une part de la projection d'atomes H à partir du mica, et, d'autre part, de la transmutation de l'azote du canaliseur [$N^{14}(\alpha, p)O^{17}$]. Lorsque l'ensemble des feuilles de mica interposé sur le trajet des rayons α atteint 40 mm d'air équivalent (Karlik et Bernert), on trouve, en adoptant les données de Tsien [3] sur la projection de protons par rayons α, que le rapport entre protons et α du Rn dans l'angle solide de la chambre d'ionisation est de l'ordre de 2.10^{-5}. Le spectre des impulsions dépend dans ce cas de la forme de la chambre et du trajet maximum offert aux protons dans celle-ci.

Dans les expériences avec radon, un début net et bien défini était obtenu en cassant une ampoule de verre contenant ce radon et en le laissant pénétrer dans la capsule montée devant la chambre d'ionisation. Malgré une filtration soignée, certaines anomalies dans la croissance du Ra *C'* (faible composante linéaire en *t*, assez reproductible) se sont avérées comme étant dues vraisemblablement à un passage des filtres par le Ra *B* volatil.

Durant la formation du dépôt actif dans la capsule remplie de Rn, le partage, entre le volume et la paroi, du Ra *A* est différent de celui du Ra *C'* : la proportion du Ra *A* en suspension dans le volume est plus grande que la proportion correspondante du Ra *C* qui a disposé de plus de temps pour se fixer sur la paroi. La proportion $\frac{\alpha \text{ Ra } A}{\alpha \text{ Ra } C'}$ qui intervient dans l'analyse des résultats peut être faussée si l'on n'a pas pris soin de donner à la capsule une forme telle que la visibilité moyenne des parois vues depuis l'entrée de la chambre d'ionisation soit peu différente de celle du volume. Cet effet peut conduire

à une surestimation du rapport $\frac{\alpha \text{ Ra } A}{\alpha \text{ Ra } C'}$ et, par là, à une surestimation du rapport d'embranchement.

Une dernière difficulté enfin provient du mauvais rendement que l'on observe lorsqu'une ampoule de radon, brusquement brisée, laisse le gaz se propager vers la capsule à travers un capillaire; le gaz résiduel circule notablement plus vite que le radon et dès que l'équilibre des pressions totales est réalisé, la teneur en Rn de la capsule est fixée, car la diffusion à travers un capillaire ne peut modifier la répartition pendant la courte durée d'une expérience. Ce rendement dépasse rarement 15 pour 100.

Les différents dispositifs expérimentaux, tenant compte des points précédents, ont été les suivants sous leur forme définitive :

1. Essai avec le dépôt actif seul et avec la chambre d'ionisation A. Le dépôt actif est préparé avec l'appareil de la figure 3. Le porte-source est une

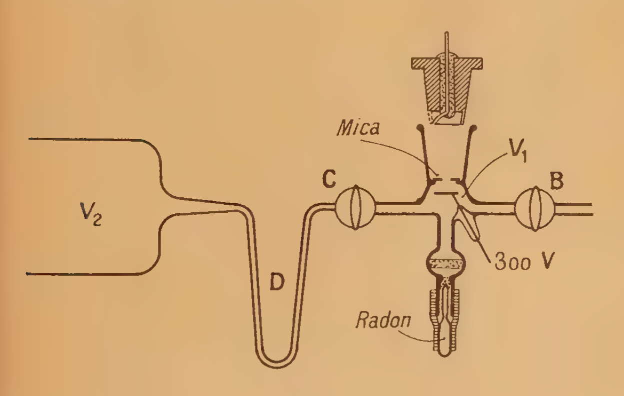


Fig. 3. — Dispositif d'activation.

feuille de platine montée à l'extrémité d'un cône standard. La feuille peut être chauffée électriquement. Les opérations se succèdent de la façon suivante :

Le tube contenant le Rn est cassé à travers le caoutchouc au temps $t = 0$, le Rn passe à travers un filtre de coton, puis à travers une plaque de verre fritté qui a été exposé à des fumées de SO_3 et envahit alors l'espace d'activation V_1 vidé.

Vers $t = 12$ s, V_2 ayant été vidé au préalable, on ouvre B puis C et l'on enlève le porte-source qui est rapidement transporté devant un courant d'air pendant que la feuille de platine est chauffée 4 à 5 s un peu en dessous du rouge très sombre. Le porte-source est ensuite mis en place sur la chambre d'ionisation et l'enregistrement commence à $t = 20$ à 22 s.

Le radon dans V_2 peut être récupéré en partie dans le capillaire D en vidant le ballon à travers B et refroidissant D à l'air liquide. Ensuite il faut repurifier.

2. La figure 4 montre la source et le mode de remplissage de la capsule dans les expériences avec radon. La capsule est fermée par un mica de 2,5 mm d'air équivalent, soutenu par un grillage. L'introduction du Rn se fait en cassant l'ampoule à travers le caoutchouc. Ultérieurement des dispositifs plus automatiques ont été utilisés, ce qui évite les chocs qui résultent d'un cassage manuel et permet un meilleur repérage du temps zéro.

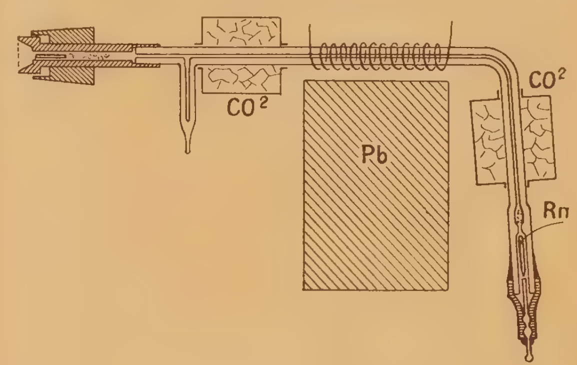


Fig. 4. — Capsule à radon.

L'ampoule étant cassée, le gaz passe d'abord par un tampon de coton de verre qui arrête la majorité du dépôt actif et les débris fins de verre et parcourt ensuite le capillaire (0,6 mm) qui contient une spirale de nichrome très étirée. Un premier tronçon du capillaire est refroidi par la neige carbonique (— 20 à — 30°), un deuxième tronçon est chauffé à 400°, le dernier est de nouveau refroidi. Ces trois sections arrêtent complètement le Ra B qui, sans cela, passe en proportion très forte (10^{-4} à 10^{-3}) sous forme volatile. Avant montage, la capsule est lavée à l'acide chromique concentré et à l'éther, et l'ensemble est vidé et dégazé à froid. Dans ces conditions opératoires, on peut admettre que les quantités de Ra A, Ra B et Ra C qui parviennent à la capsule sont négligeables (pour le Ra C, quantité inférieure à 3.10^{-8} de celle présente dans l'ampoule). La durée du remplissage de la capsule est généralement d'une fraction de seconde, et se détermine sur l'enregistrement par la croissance du nombre de protons si ceux-ci sont en nombre suffisant.

Le rendement est toujours très mauvais, le radon dans la capsule excède rarement 15 pour 100 de la quantité qui correspondrait au partage du gaz dans les volumes. La majorité du radon manquant se retrouve dans l'espace de l'ampoule cassée.

3. Pour mieux étudier le début des courbes de croissance, et tenant compte du mauvais rendement indiqué ci-dessus, les expériences suivantes sont faites avec la chambre B, d'ouverture de 30° et avec étalement ± 1 mm du parcours préalable. Dans les premiers essais, cette chambre était assez

profonde et offrait aux protons un parcours variable allant jusqu'à 45 mm.

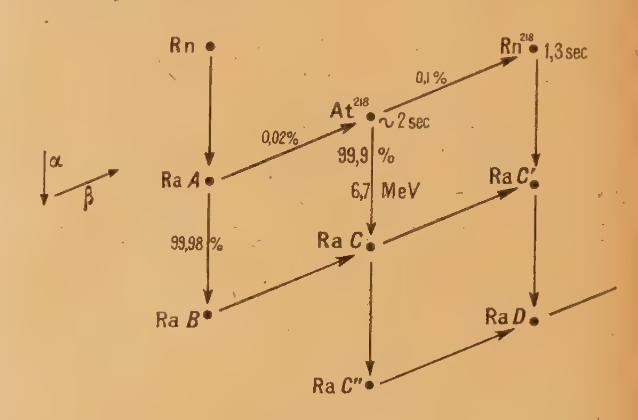
4. Afin d'identifier ces protons, l'électrode centrale a été remplacée par l'électrode sphérique, figurée en 2, le parcours offert correspondant au parcours maximum du Ra *C′* dans la chambre. La diminution de grandeur des impulsions parasites indique alors qu'il s'agit effectivement de protons.

5. Une fois, le mica ayant été rendu le plus mince possible pour éliminer les protons résiduels de transmutation de l'azote, la chambre a été pourvue d'une circulation de CO_2. L'angle solide augmente par là même d'un facteur 3 (source rapprochée à cause du parcours plus faible des rayons α), mais il faut remplacer les deux électrodes sphériques en diminuant le rayon de courbure. A cause de la dimension de la fenêtre de mica, la fluctuation du parcours dans la chambre devient ainsi de ± 1,7 mm.

6. Un essai d'attribution du rayonnement de 55 mm a été fait en revenant au dépôt actif et en chauffant par à-coups la feuille de platine, la durée de chauffe étant enregistrée sur le film. Un fort courant d'air emporte vers l'extérieur les produits volatilisés. Par ailleurs, toutes les chambres d'ionisation étaient maintenues en permanence sous surpression d'air afin d'éviter les contaminations.

7. Un dépôt actif très bien purifié du radon est balayé par un courant gazeux qui est ensuite injecté par intervalles dans la chambre C. On décèle ainsi un corps à vie courte, gazeux et émetteur α. Le dépôt actif demande des soins particuliers et est obtenu par distillation sur cylindre de cuivre d'un dépôt sur platine dégazé au préalable. En opérant soigneusement, la proportion résiduelle de radon ne dépasse pas 10^{-9} pour une opération prenant 1,5 mn depuis la fin de l'activation jusqu'au premier enregistrement.

Résultats expérimentaux. — Les résultats expérimentaux permettent de donner comme probable le schéma suivant pour l'embranchement commençant au Ra *A*.



Les données du schéma se justifient par les expériences suivantes :

At²¹⁸. — *a. Energie.* — Elle est déterminée par les expériences du type 1, 2 et 3. Le type 1 correspond à de faibles intensité de dépôt actif, l'activation très propre ayant un mauvais rendement. Mais par suite de la bonne géométrie, les groupes sont bien résolus. La figure 5 montre un tel enregistrement qui permet d'affirmer que le groupe de long parcours observé dans le Ra *A* est simple, à la précision habituelle près (30 KeV). Il reste alors à chercher si le Rn émet de son côté un rayonnement de long parcours responsable de l'aspect complexe observé par Karlik et Bernert. Les premières expériences montrèrent de grandes perturbations dues aux protons, avec aspect de spectre complexe, les composantes pouvant se départager par leur variation en fonction du temps, sauf pour les régions où les distributions se recouvrent. Ce n'est qu'en travaillant avec des feuilles de mica de 2,5 mm air équivalent et en desséchant par piège à air liquide

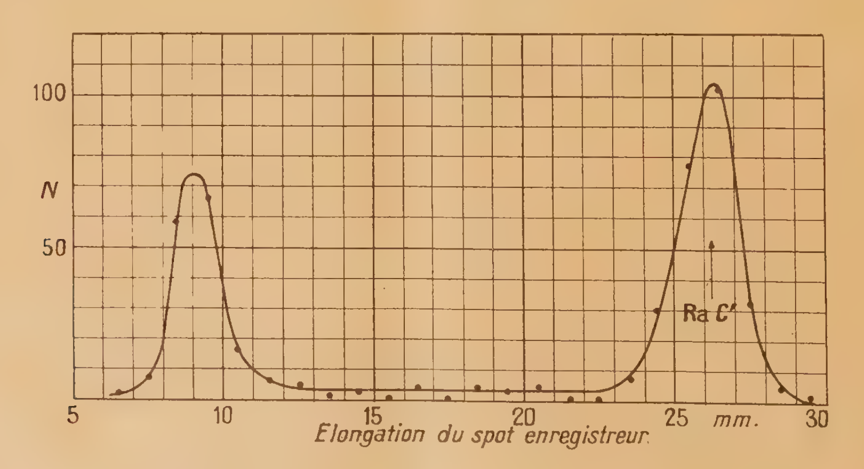


Fig. 5. — Groupes α dans le dépôt actif du radon.

le gaz de la chambre que le nombre de protons a pu être ramené à un niveau satisfaisant. On retrouve alors que le groupe nouveau de 55 mm est simple, à la largeur près des raies qui sont plus larges par suite de la dépression sous l'effet du vide de la fenêtre de la capsule (*fig.* 6).

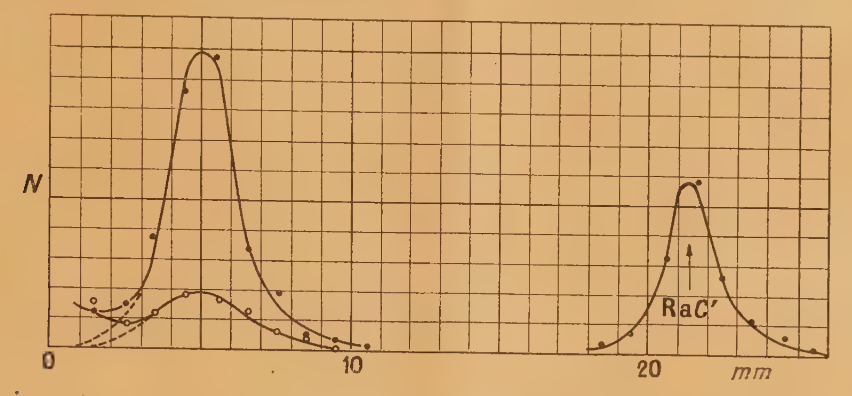


Fig. 6. — Groupes α dans le radon. Le groupe du At 218 est figuré à deux instant différents de la croissance : la queue de petite énergie, due aux protons ne varie pas.

Un contrôle plus précis de l'énergie s'obtient alors dans une expérience du type 3 où l'on enregistre d'abord la croissance du rayonnement de 55 mm et où l'on recule ensuite le cône porte-source de façon à ramener le parcours-α du Ra C' dans la chambre à la grandeur qu'avait précédemment le parcours dans la chambre du rayonnement de 55 mm.

On trouve ainsi pour le parcours moyen

$$\pi = 55,5 \pm 0,1 \text{ mm}.$$

Soit, en se reportant aux courbes de Holloway et Livingston [4] : $E_\alpha = 6,7$ MeV.

b. Période. — Les résultats de la détermination de la période sont assez confus, on ne peut fixer avec certitude qu'une limite supérieure. Le dispositif adopté était 3 ou 4 en utilisant la quantité de radon la plus grande possible, de façon à suivre de près la première croissance de Ra *A*. La période se déduit de l'intensité du rayonnement α de 55 mm rapportée à l'intensité du rayonnement du Ra *A*, ce dernier étant calculé à partir de la croissance du Ra *C*. La courbe de croissance α_{55} à elle seule donne déjà une idée assez nette du décalage existant par rapport à un corps dérivant directement du radon.

La figure 7 montre la courbe ainsi obtenue. La période qui en est déduite doit être diminuée en fonction du temps nécessaire au remplissage de la capsule, temps qui est mal connu dans une expérience propre où le nombre de protons observés est petit.

En admettant pour ce temps de remplissage une moyenne obtenue dans d'autres expériences, on peut fixer pour la période

$$T \simeq 1,5 \text{ à } 2 \text{ s. max.}$$

c. Bifurcation. — Le rapport de bifurcation du Ra *A* s'obtient au moyen des mêmes expériences que la période, le poids étant maintenant mis sur une excellente pureté du radon (absence complète de Ra *B* et de protons) et la capsule ayant des

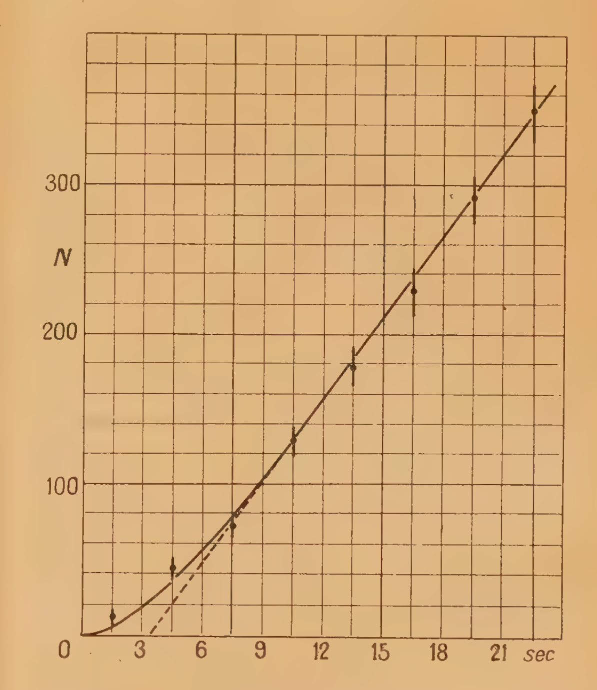


Fig. 7. — Croissance du rayonnement de 55 mm. En pointillé : droite extrapolée pour déterminer la vie moyenne.

parois entièrement visibles depuis la chambre d'ionisation. Le diaphragme supplémentaire, réduisant l'intensité en cours de route, permet de poursuivre l'enregistrement jusqu'à 200 s. A partir

de là, le nombre d'impulsions devient trop grand pour garder des groupes bien résolus.

Les courbes de croissance des deux groupes (55 et 69 mm) ayant été mises sous forme intégrale, on les fait coïncider, par ajustage des constantes A et B, avec les courbes calculées :

$$A\left[t - \frac{\lambda_{At}}{\lambda_A(\lambda_{At} - \lambda_A)}(1 - e^{-\lambda_A t}) + \frac{\lambda_A}{\lambda_{At}(\lambda_{At} - \lambda_A)}(1 - e^{-\lambda_{At} t})\right] \quad \text{(groupe de 55 mm.)}$$

et $$Bt^4 \quad \text{(groupe du Ra } C'\text{)},$$

où les indices At, A, B et C se rapportent respectivement aux corps At 218, Ra A, Ra B et Ra C (ou Ra C').

Le rapport de bifurcation $\rho = \left(\frac{\text{nombre } \beta}{\text{nombre } \alpha}\right)$ pour Ra A est alors donné par

$$\rho = \lambda_A \lambda_B \lambda_C \left(\frac{A}{24 B}\right).$$

Les meilleurs enregistrements (au point de vue de pureté du Rn) donnent ainsi

$$\rho = (2{,}00 \pm 0{,}05).10^{-4}.$$

Ce nombre est sensiblement plus bas que celui donné par Karlik et Bernert, peut-être par suite des difficultés citées plus haut et insuffisamment corrigées par ces auteurs.

d. Identification. — L'identification ne présente pas le caractère net désirable, mais se compose de présomptions dont chacune seule serait insuffisante :

— L'existence probable d'une période.

— L'existence d'un isotope du Rn, dont il sera question plus loin et qui ne peut dériver que du At 218.

— Quelques essais de volatilisation.

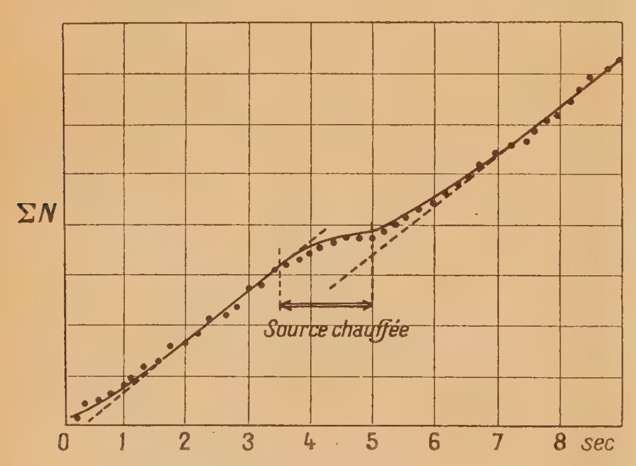


Fig. 8. — Essai de volatilité de At 218.

Dans ces derniers essais, la feuille de platine portant le dépôt actif et placée devant la chambre d'ionisation (dispositif 6) est chauffée à intervalles réguliers pendant 1,5 s; le contact établissant le chauffage est relié en même temps au marqueur de temps de l'enregistreur. La statistique des impulsions montre que l'intensité du rayonnement de 55 mm est plus

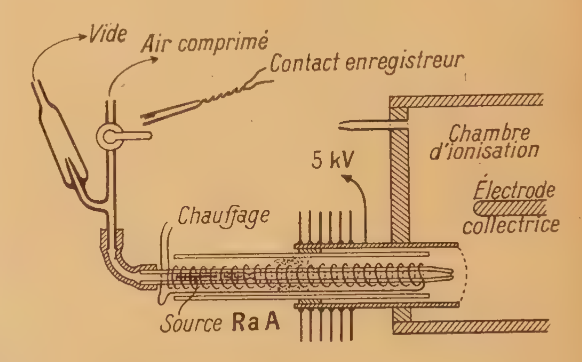


Fig. 9. — Chambre avec injecteur chauffant pour corps volatils.

faible lorsque la feuille est chaude (300°) et que l'intensité redevient normale lorsque le chauffage cesse. Les erreurs statistiques sont trop grandes pour permettre une mesure de la période, on peut

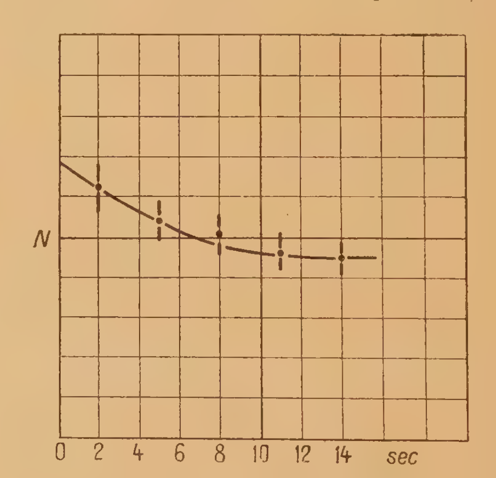


Fig. 10. — Décroissance du gaz ayant passé sur le Ra A chauffé.

seulement conclure que l'émetteur du rayonnement de 55 mm est plus volatil que le Ra A (polonium). La figure 8 montre un exemple d'une telle courbe, l'abscisse étant le nombre intégral des impulsions, et les trois intervalles de chauffe d'une expérience ayant été additionnés. On voit que le rayonnement de 55 mm est loin de cesser pendant la période de chauffe. Si cependant on chauffe plus fort, on observe un départ net de Ra A.

A titre de contrôle, une expérience du type 7 a été faite, avec chauffage de l'injecteur de gaz

tout entier (*fig.* 9). La température est très critique à cause du grand excès de Ra A. La courbe de la figure 10 a été obtenue pour une température de 150° à peu près, elle n'est pas contradictoire avec l'existence d'une période de 2 s. Les erreurs statistiques sont énormes du fait d'un début de volatilisation du Ra A. Par suite de ces difficultés, la courbe 10 est donnée sous toutes réserves (1).

Rn 218. — *a. Période.* — L'expérience 7 nécessite une quantité de Ra A de l'ordre de 20 mC réels au début de l'enregistrement. L'air passant sur ce dépôt est injecté par coups brefs dans la chambre d'ionisation C à grand volume. On observe alors une activité α dont on suit la décroissance pendant une dizaine de secondes. La figure 11 montre la

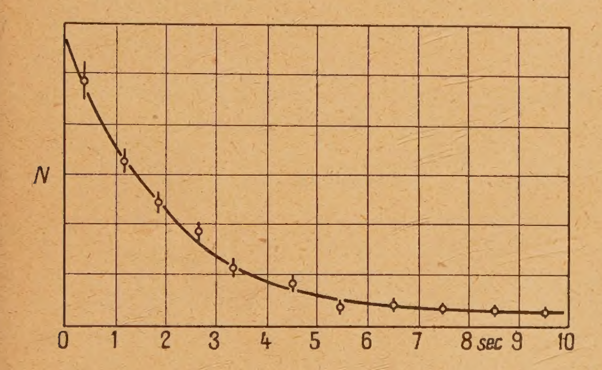


Fig. 11. — Décroissance du Rn 218.

courbe obtenue, totalisée sur une dizaine de décroissances. La période déduite est de

$$T = 1,3 \pm 0,1 \text{ s}.$$

L'intensité de l'activité initiale suit la décroissance du Ra A. Il s'agit donc d'un corps relié au Ra A, soit directement, soit par intermédiaire de périodes courtes seulement.

b. Energie. — La chambre C, par suite de la courte durée des expériences pendant lesquelles il faut obtenir des statistiques suffisantes, est montée avec une constante de temps inférieure à 10^{-3}. Prévue pour une tension appliquée de 5 kV, elle n'est pas du tout proportionnelle. De plus, une grande partie des rayons α vient finir dans les parois. Un groupe de rayons α monocinétique donne ainsi lieu à une distribution d'impulsions très étalée, tel un spectre β sans maximum défini.

On peut seulement remarquer que les plus grandes impulsions observées sont, dans le cas du Rn 218, près du double de celles dues au Rn 222. Ceci renforce l'hypothèse d'une émission pratiquement simultanée de deux rayons α suivant le schéma

$$\text{Rn } 218 \xrightarrow[\alpha]{} \text{Ra}\,C' \xrightarrow[\alpha]{} \text{Ra}\,D.$$
$$10^{-4}\text{ s}$$

c. Identification. — L'expérience 7 a été répétée, mais en disposant sur le trajet du gaz injecté un capillaire pourvu d'un couple thermo-électrique et refroidi par l'air liquide. La température du capillaire est enregistrée sur le film en même temps que les impulsions, le temps et les instants d'injection du gaz. Le dépôt actif est nettoyé de façon à laisser subsister une trace de radon normal servant de « témoin ». Dès que l'air liquide est évaporé et que le capillaire commence à se réchauffer, on commence les injections de gaz suivies d'une courte décroissance afin de départager le Rn 218 et le Rn 222. On constate que les deux activités commencent à passer le capillaire ensemble vers — 100° C. L'attribution proposée pour le corps de période 1,3 s semble ainsi la seule possible en considérant, en plus, sa parenté avec le Ra A.

Cette expérience n'a réussi qu'une seule fois, car elle demande plusieurs manipulations simultanées qui présentent chacune une certaine proportion d'insuccès.

Comme le Rn 218 doit être suivi instantanément par un α du Ra C', des expériences sont en préparation pour vérifier si l'on observe effectivement à la chambre à détente les fourches correspondantes.

d. Bifurcation. — L'expérience 7, utilisée pour déterminer la période, donne une limite inférieure pour le rapport $\rho' = \left(\frac{\text{nombre } \beta}{\text{nombre } \alpha}\right)$ pour At 218 en supposant que tout le Rn218 quitte la surface du dépôt actif (2).

(1) Des expériences initiales de ce genre, mais avec injecteur nu pénétrant dans la chambre, avaient fait nettement apparaître une période de 0,3 s. Cette période a cependant disparu après interposition d'une grille entre le volume de la chambre et l'injecteur chauffé, de façon qu'il apparaît comme probable que les impulsions électriques étaient dues à des perturbations électrostatiques et que la décroissance observée correspondait à la cessation des tourbillons de gaz chauds dans la chambre froide. Si l'on désire déduire une période de la courbe de la figure 8, la valeur 0,3 s convient certainement mieux qu'une période de quelques secondes. C'est pourquoi il semble prudent de ne pas être trop affirmatif au sujet de la période de At 218.

(2) Dans la limite de température où le Ra A ne subit pas un début de volatilisation, un réchauffement du dépôt de Ra A n'augmente pas l'intensité de la quantité de Rn 218 entraînée. Ceci laisse penser que le rendement de cette opération est élevé. Dans l'expérience qui suit, avec ampoule en verre remplie de radon, le Rn 218 peut provenir, soit du volume (Ra A encore non fixé), soit des parois (Ra A fixé sur la paroi). En considérant la pression régnant dans l'ampoule ainsi que les dimensions, on peut établir que la proportion de Ra A qui a pénétré dans le verre par recul α est de l'ordre de 10 % seulement. Le Rn 218 reste alors probablement fixé aussi sur la paroi, par suite de la faiblesse des reculs β. C'est dans le but de maintenir basse cette proportion « stérile » de Ra A que l'ampoule contient en fait un mélange de radon et de xénon, ce dernier jouant en même temps le rôle de « gaz de balayage ». La physique de l'ampoule de radon est néanmoins trop complexe pour que l'on puisse affirmer que la proportion Rn 218/Rn 222 reste strictement constante dans le gaz quittant l'ampoule brisée.

Cette limite est de 3.10^{-4} à 10^{-3} et ne peut être précisée mieux : la mesure de la quantité de Ra*A* déposée sur la surface intérieure d'un petit tube est impossible, la composition globale du dépôt actif n'est pas bien déterminée par suite de la distillation et seule une expérience à blanc avec destruction du tube permet de fixer l'ordre de grandeur.

Mais il est évident que dans les expériences avec radon, le Rn 218 accompagne partout le Rn 222, et, en particulier, se trouve à l'équilibre avec ce dernier dans les ampoules servant dans les expériences du type 3 à 5. Lors de la cassure de l'ampoule, le Rn 218 pénètre donc dans la capsule et doit y donner une perturbation initiale dans l'intensité des rayons α du Ra *C'*.

L'expérience 5 a été effectuée dans ce but, avec une source très forte et en éliminant par absorption préalable le rayonnement de At 218 dont l'intensité n'aurait pas permis un enregistrement lisible. Seuls les rayons α du Ra *C'* étaient donc comptés, le groupe d'impulsions étant cette fois très large par suite de la mauvaise géométrie.

En prenant comme origine des temps le moment de la cassure de l'ampoule et en notant θ la constante de temps de remplissage de la capsule, on trouve que l'intensité des rayons α du Ra *C'* doit être, en fonction du temps et à un facteur constant près,

$$I_a = \rho\rho' \frac{[\exp(-\lambda t) - \exp(-\theta^{-1} t)]}{\lambda(\theta^{-1} - \lambda)} + \frac{\lambda_A \lambda_B \lambda_C}{6}(t - \theta)^3,$$

λ étant la constante de désintégration du Rn 218.

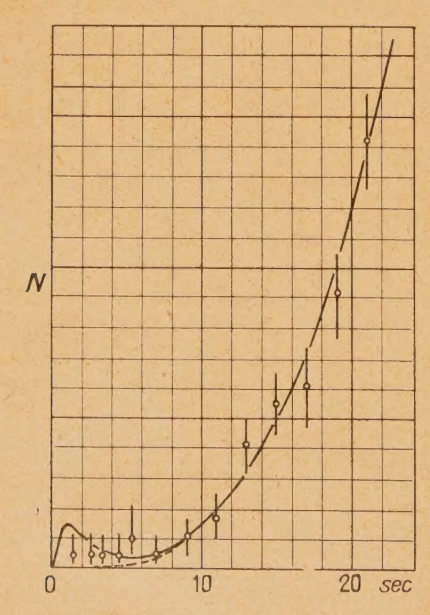


Fig. 12. — Croissance initiale des rayons α du Ra *C'*.

La figure 12 montre le début de la courbe calculée et des points expérimentaux, les valeurs admises étant $\rho' = 10^{-3}$ et $\theta = 0{,}6$ s. La filtration du radon a été très sévère ici, et le θ admis est un peu plus grand que d'habitude. Le pointillé représente la courbe de croissance normale du Ra *C'*. Les erreurs statistiques sont grandes, puisque les quatre premiers points expérimentaux ne totalisent que quatre impulsions. Celles-ci cependant se produisent à un instant où la probabilité d'observer des rayons α du Ra *C'* est pratiquement nulle.

Si, bien entendu, le parcours des rayons du Rn 218 est suffisamment grand pour être compté partiellement ou entièrement, le rapport ρ' doit être corrigé en conséquence, l'écart pouvant atteindre au maximum un facteur 2.

En admettant $\rho' = 10^{-3}$, le Rn 218 est donc présent dans le Rn 222, en équilibre avec le Ra *A*, dans la proportion de 2.10^{-7} en activité, soit $\sim 10^{-12}$ en nombre d'atomes.

Conclusion. — Les expériences décrites rendent probable l'existence d'un nouvel isotope du radon, le Rn 218, de période 1,3 s, résultant d'un faible embranchement β à partir du At 218 et se désintégrant par émission α sur le Ra *C'*.

L'énergie de ce rayonnement n'a pu être chiffrée, par suite du manque d'intensité. Il est possible de faire des spéculations sur les courbes $E_\alpha = F(A, Z)$ reliant les énergies α et la structure du noyau, courbes dont on connaît l'aspect relativement régulier. Seule l'expérience cependant peut trancher la question, d'autant plus que l'élément Rn 218 se place probablement sur la partie rapidement descendante de la courbe relative au Rn, partie qui n'est encore jalonnée par aucun point expérimental et est donc inconnue.

Au point de vue de possibilités énergétiques, la différence de masse entre At 218 et Ra *C'* (niveau fondamental) permet une répartition d'énergie entre E_β At 218 et E_α Rn 218 répondant à toutes les exigences possibles, grâce à la grande différence énergétique des états fondamentaux de Ra *C* et Ra *C'*.

Le rapport des intensités $\frac{\beta \text{ At } 218}{\beta \text{ Ra } C}$ ayant approximativement la même loi de croissance que le rapport $\frac{\alpha \text{ Rn } 218}{\alpha \text{ Ra } C'}$, il est probable que le spectre β de At 218 sera très difficile à déterminer.

En vue de garder une certaine homogénéité aux notations en radioactivité naturelle, il serait commode de désigner par Ra *A'* et Ra *A''* respectivement les éléments At 218 et Rn 218.

Ces recherches ont été effectuées au Laboratoire Curie de l'Institut du Radium. Je remercie Mme Joliot-Curie des facilités qu'elle a bien voulu mettre à ma disposition.

Note ajoutée aux épreuves. — Depuis la rédaction de cet article, M. H. Studier et E. K. Hyde ont publié (*Phys. Rev.* Sept. 1948, p. 591) une étude des descendants du Pa^{230} obtenu à partir du Th^{232} par réaction (α, p 5n) et (d, 4n). Cette série comprend, d'après ces auteurs, les émetteurs α : U^{230}, Th^{226}, Ra^{222}, Rn^{218} et RaC', et appartient ainsi à la famille $4n + 2$. Une période de 0,019 sec., attribuée à Rn^{218}, est obtenue par une méthode indirecte (coïncidences retardées) sans identification, toutefois, du corps émetteur et de la substance mère. Aucune période de l'ordre de 1, 3 sec. n'est observée.

Ces résultats ne changent en rien les conclusions indiquées plus haut au sujet de l'attribution probable, au Rn^{218}, de la période de 1, 3 sec, sans que, néanmoins, le désaccord paraisse aisé à expliquer.

Manuscrit reçu le 24 novembre 1948.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] KARLIK et BERNERT, *Naturwiss.*, 1943, **31**, p. 298; *Zeitschr. f. Physik*, 1944, **123**, p. 51.
[2] MINDER, *Helv. Phys. Acta*, 1940, **13**, p. 144.
[3] Tsien SAN-TSIANG, *J. de Physique*, 1940, VIII-I, p. 1; *Thèse*, 1940, Gauthiers-Villars, Paris.
[4] HOLLOWAY et LIVINGSTON, *Phys. Rev.*, 1938, **54**, p. 18.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. SÉRIE VIII, TOME X, MARS 1949.

LES EXPRESSIONS DE L'ÉNERGIE ET DE L'IMPULSION DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE PROPRE DE L'ÉLECTRON EN MOUVEMENT

Par BERNARD KWAL.
Institut Henri Poincaré, Paris.

Sommaire. — L'apparition du facteur 1/3 dans l'expression de l'énergie totale de l'électron en mouvement, résulte de l'emploi simultané dans les calculs d'une grandeur tensorielle (tenseur d'énergie et d'impulsion) et d'une grandeur qui ne l'est pas (élément de volume). La difficulté s'évanouit avec une définition tensorielle de l'élément de volume.

En 1904 Max Abraham (¹), qui prônait comme on le sait, l'hypothèse de l'origine purement électromagnétique de la masse de l'électron et a bâti, à cet effet, la théorie de l'électron rigide, remarque que dans la théorie de l'électron de Lorentz l'énergie, totale U du champ de l'électron en mouvement contient un facteur supplémentaire qui prouverait que la masse de l'électron de Lorentz ne peut être considérée comme étant toute d'origine purement électromagnétique.

La démonstration relativiste de ce théorème est souvent reproduite dans les manuels, mais elle ne nous semble pas être tout à fait correcte, car elle se base sur l'évaluation d'une intégrale dans laquelle à côté d'une grandeur qu'on traite tensoriellement, à savoir l'énergie du champ électromagnétique, figure l'élément de volume qui est traité d'une manière différente. On définit en effet l'élément de volume en mouvement à l'aide de l'expression

$$dV = dV^0\sqrt{1-\beta^2}, \tag{1}$$

dV^0 étant l'élément de volume au repos (par rapport à l'électron). Cette définition n'est pas tensorielle elle résulte de la manière classique de mesurer les longueurs en mouvement qui subissent la contraction de Lorentz. [Comme corollaire de cette définition de l'élément de volume, nous avons comme on le sait la définition non tensorielle de la force, mesurée dans le système en mouvement

$$F_x = F_x^0, \qquad F_y = F_y^0\sqrt{1-\beta^2}, \qquad F_z = F_z^0\sqrt{1-\beta^2} \tag{2}$$

et d'une manière générale de toutes les grandeurs physiques qui entrent en jeu. Car leur définition doit être adaptée à la définition non tensorielle du volume (1), qui résulte d'une certaine manière d'effectuer les mesures dans le système en mouvement, manière qui ne cadre pas avec la définition des tenseurs]. Examinons maintenant la démonstration ici en cause (²). On prend pour l'expression de l'énergie et de l'impulsion du champ électromagnétique propre de l'électron en mouvement (dans la direction de l'axe OX) les formules suivantes :

$$U = \int T_{44}\,dV, \qquad G_x = \frac{1}{c}\int T_{4x}\,dV, \tag{2bis}$$

T_{ik} étant le tenseur de l'énergie et de l'impulsion

(¹) M. ABRAHAM, *Physik. Z.*, 1904, **5**, p. 576.

(²) Cf. R. BECKER, *Théorie des électrons*, § 66. — W. PAULI, *Relativitätstheorie*, 1921, pp. 681 et 751. — M. LAUE, *La théorie de la Relativité*, vol. I, pp. 143-145.

du champ électromagnétique. On passe alors au référentiel par rapport auquel l'électron est au repos, en faisant subir à l'élément de volume la transformation (1) et aux composantes T_{44} et T_{4x} les transformations des composantes du tenseur T_{ik}

$$\left.\begin{aligned} T_{11} &= \frac{T^0_{11} + 2\beta T^0_{14} + \beta^2 T^0_{44}}{1-\beta^2}, \\ T_{14} &= \frac{T^0_{14} + \beta(T^0_{44} + T^0_{11}) + \beta^2 T^0_{14}}{1-\beta^2}, \\ T_{44} &= \frac{T^0_{44} + 2\beta T^0_{14} + \beta^2 T^0_{11}}{1-\beta^2}. \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Comme dans le référentiel au repos $T^0_{14} = 0$, on obtient, en posant

$$U_0 = \int T^0_{44}\, dV^0, \quad (4)$$

$$U = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}\left(U_0 + \beta^2 \int T^0_{11}\, dV^0\right),$$

$$G_x = \frac{v_x}{c^2\sqrt{1-\beta^2}}\left(U_0 + \int T^0_{11}\, dV^0\right).$$

Or

$$T^0_{11} = E^{0\,2}_x, \qquad \text{d'où} \quad \int T^0_{11}\, dV^0 = \frac{1}{3} U_0.$$

On aboutit ainsi aux formules

$$U = \frac{U_0}{\sqrt{1-\beta^2}}\left(1 + \frac{\beta^2}{3}\right), \quad \vec{G} = \frac{4}{3}\frac{\vec{v}}{c^2}\frac{U_0}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (5)$$

C'est précisément l'existence du facteur 1/3 qui est interprétée comme preuve que la masse de l'électron ne peut pas être considérée comme étant d'origine purement électromagnétique.

Comme nous venons de le dire, nous reprochons à la démonstration ci-dessus le tort de mélanger sans scrupules une grandeur tensorielle avec une grandeur à qui l'on n'attribue pas ce caractère. Pour que des formules (2) on puisse tirer des conclusions correctes, il faut que les grandeurs T_{44} et T_{4x} ne soient pas considérées comme se transformant comme des composantes d'un tenseur, mais qu'elles soient pourvues d'une *variance adaptée* à celle de l'élément de volume dV, comme on le fait, par exemple, lorsqu'on définit d'une manière non covariante, la force ou les différentes grandeurs physiques (température, chaleur) qui interviennent en thermodynamique relatitiviste.

Nous pouvons néanmoins raisonner sur le tenseur d'énergie-impulsion T_{ik}, à condition bien entendu, d'utiliser une définition covariante de l'élément de volume. Pour le faire, nous allons partir de l'élément de volume au repos dV^0 et nous allons considérer dans le référentiel ou mouvement un pseudo-quadrivecteur dV_i, défini comme suit :

$$\left.\begin{aligned} dV_{1,2,3} &= -dV^{1,2,3} = \frac{\vec{v}\, dV_0}{c\sqrt{1-\beta^2}}, \\ dV_4 &= dV^4 = \frac{dV_0}{\sqrt{1-\beta^2}}. \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

A l'aide de cette définition tensorielle, l'énergie et l'impulsion totales du champ électromagnétique se présenteront sous une forme quadri-vectorielle correcte :

$$U_\nu = \int T_{\nu\mu}\, dV^\mu. \quad (7)$$

Et, nous aurons, dans notre cas :

$$\begin{aligned} U = U_4 &= \int T_{44}\, dV^4 + T_{4x}\, dV^x \\ &= \int (T_{44} - \beta T_{4x})\frac{dV_0}{\sqrt{1-\beta^2}}, \\ G_x = \frac{1}{c} U_x &= \frac{1}{c}\int T_{x4}\, dV^4 + T_{xx}\, dV^x \\ &= \frac{1}{c}\int (T_{x4} - \beta T_{xx})\frac{dV_0}{\sqrt{1-\beta^2}}. \end{aligned}$$

On vérifiera sans peine que les transformations (3) conduisent maintenant aux relations suivantes

$$U = \frac{U_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \text{et} \quad \vec{G} = \frac{\vec{v}}{c^2}\frac{U_0}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad (8)$$

et non aux relations (5), qui nous paraissent avoir été obtenues par une voie incorrecte.

Manuscrit reçu le 12 novembre 1948.

Le Gérant : MAURICE BLONDIN. 131476 IMP. GAUTHIER-VILLARS, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1949.